

SERIE A, N° 3686

N° D'ORDRE: 4538

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

CLAUDE PELLETIER

1ère THESE - "CONTRIBUTION A L'ETUDE DES INTERACTIONS NUCLEAIRES
DE PLUSIEURS DIZAINES DE GEV., AU MOYEN DES RAYONS COSMIQUES".

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 7 Juin 1960 devant la Commission d'Examen.

MM. AUGER

MORAND

JEAN

LEPRINCE-RINGUET

Président

} Examinateurs

1960



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SERIE A, N° 3686

N° D'ORDRE : 4538

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

CLAUDE PELLETIER

1^{ère} THESE - "CONTRIBUTION A L'ETUDE DES INTERACTIONS NUCLEAIRES
DE PLUSIEURS DIZAINES DE GEV., AU MOYEN DES RAYONS COSMIQUES".
2^{ème} THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 7 Juin 1960 devant la Commission d'Examen.

MM. AUGER

MORAND

JEAN

LEPRINCE-RINGUET

Président

} Examinateurs



INTRODUCTION

Dans l'expérience qui est l'objet de ce travail, nous avons cherché à connaître les propriétés des interactions de particules très énergiques avec un nucléon. Avant d'exposer les résultats obtenus, voyons comment ces interactions se présentent et quel matériel il faudrait utiliser pour obtenir le maximum de renseignements sur leurs propriétés.

L'état initial de l'interaction est constitué par deux particules : la particule incidente animée d'une certaine vitesse, se déplace vers un nucléon au repos ou lié à un noyau, et entre en collision avec lui. L'état final est constitué par des particules de toute nature (mésons, nucléons, hyperons) qui partent dans toutes les directions.

Pour connaître complètement l'état initial, il faut pouvoir déterminer la nature de la particule incidente, sa quantité de mouvement, la direction de son déplacement, et être certain qu'elle est entrée en interaction avec un seul nucléon.

Cette certitude ne peut être obtenue que par l'utilisation d'une cible d'hydrogène.

Seul un accélérateur peut donner facilement toutes les informations désirées sur la particule incidente.

En ce qui concerne l'état final, il est défini lorsque l'on connaît la nature, la quantité de mouvement et la direction du déplacement de toutes les particules qui le constituent.

On ne peut espérer déceler la totalité des particules secondaires neutres avec les appareils existant actuellement. Pour être certain d'observer au moins toutes les particules chargées, il faut voir l'origine de l'interaction. Une chambre à bulles à hydrogène liquide de très grande dimension semble bien adaptée pour répondre à cette exigence et au désir d'avoir une cible d'hydrogène. Il est évidemment indispensable, pour déterminer le signe et la quantité de mouvement des secondaires chargées, d'utiliser un champ magnétique.

L'expérience permettant d'obtenir le maximum d'informations précises sur les interactions de particules très énergiques avec un nucléon nécessiterait donc une grande chambre à bulles à hydrogène liquide dans laquelle on enverrait des particules provenant d'un accélérateur.

En 1956, lorsque l'expérience que nous avons faite a été décidée, l'énergie fournie à des protons par des accélérateurs était inférieure à 10 Gev. Nous désirions étudier des interactions à des énergies supérieures à cette valeur, aussi nous avons utilisé la seule possibilité qui nous était offerte, c'est-à-dire des particules du rayonnement cosmique.

Les expérimentateurs travaillant sur les interactions de haute énergie utilisaient pour observer les secondaires soit des émulsions nucléaires, soit des chambres de Wilson.

Les émulsions photographiques permettent de voir l'origine de l'interaction et de mesurer les directions de déplacement des particules chargées; en particulier, celle de la particule incidente, si elle est elle-même chargée. Malheureusement ces émulsions sont constituées de noyaux lourds (brôme, argent), à l'intérieur desquels il peut y avoir plusieurs interactions en cascade. Les chambres de Wilson ne permettent pas d'observer l'origine de l'interaction, mais par contre, elles autorisent l'emploi de cibles constituées d'éléments légers (Paraffine, Be, Li, Al, etc...). A l'aide d'un champ magnétique, on peut y déterminer le signe des particules secondaires chargées et, avec précision, leur quantité de mouvement. C'est l'appareil que nous avons utilisé dans l'expérience que nous avons entreprise. Cette expérience se présente donc de la façon suivante: des particules chargées du rayonnement cosmique interagissent avec des noyaux d'aluminium; on observe les secondaires chargés dans une chambre de Wilson placée dans un champ magnétique.

Par rapport à l'expérience décrite plus haut, nous perdons beaucoup d'informations, principalement tout ce qui concerne l'état initial. Nous avons essayé d'obtenir partiellement ces informations manquantes en utilisant les résultats fournis par l'étude des secondaires chargés et en faisant quelques hypothèses.

Pour effectuer cette étude, nous avons sélectionné, parmi 9600 photographies, un lot de 117 interactions produites par des particules chargées d'énergie supérieure à 10 Gev dans l'aluminium. Ces photographies ont été obtenues à l'aide de l'appareillage installé à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre, que nous décrivons brièvement au chapitre I.

Nous avons déterminé les quantités de mouvement et les directions d'émission des secondaires chargés de chaque interaction; les mesures et les méthodes de calcul utilisées dans cette détermination sont exposées au chapitre II.

Le chapitre III est consacré aux résultats relatifs aux secondaires chargés, et le chapitre IV aux particules instables observées. Parmi les 117 interactions, nous avons recherché celles qui ont pu avoir lieu avec un seul nucléon du noyau d'aluminium. Nous en avons fait l'étude dans le système du centre de masse des particules entrées en collision. Nous avons ensuite comparé les résultats obtenus avec les prévisions des principaux modèles théoriques d'interaction nucléon-nucléon.

La sélection de ces interactions fait l'objet du chapitre V, l'étude dans le système du centre de masse est faite au chapitre VI, et la comparaison avec les prévisions théoriques au chapitre VII.

CHAPITRE I

APPAREILLAGE

1 - DESCRIPTION D'ENSEMBLE

Cette expérience a été faite à l'aide de l'équipement installé à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre (altitude 2 860 m) par le Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique. Cet équipement, primitivement utilisé pour des travaux sur les particules étranges (Ref. 1 - 1), a été légèrement modifié afin d'être apte à servir à l'étude des interactions à haute énergie.

Il comprend (voir fig. I-1) :

- deux chambres de Wilson superposées, l'une plongée dans un champ magnétique, l'autre contenant des plaques de cuivre,
- un système de déclenchement par compteurs Geiger-Muller,
- un producteur.

Nous allons brièvement décrire ces différentes parties.

2 - LES CHAMBRES DE WILSON

Les deux chambres, en forme de parallélépipède rectangle, ont un volume utile de :

$68 \times 64 \times 30 \text{ cm}^3$ pour la chambre supérieure, et
 $68 \times 64 \times 40 \text{ cm}^3$ pour la chambre inférieure.

Le champ magnétique dans lequel la chambre supérieure est plongée, est produit par deux bobines carrées sans fer, séparées par un intervalle de 30 cm. Ces bobines, parcourues par un courant de 4 600 ampères environ, nécessitent une puissance électrique de 600 Kw et produisent un champ d'induction magnétique de 5000 gauss environ, homogène à moins de 1 % près dans le volume utile ; leur refroidissement est assuré par une circulation rapide d'eau à l'intérieur des spires. La chambre inférieure contient 13 plaques de 10 mm de cuivre disposées comme il est indiqué sur la fig. I-1

Les deux chambres sont remplies d'argon à la pression de 630 mm de mercure environ (soit, à peu près 10 mm. au-dessus de la pression atmosphérique), la vapeur condensante est de l'alcool éthylique pur. Nous avons utilisé un taux de détente de 10 %.

Afin d'éviter les déformations des traces dues aux courants de convection et pour obtenir l'équilibre thermique nécessaire au bon réglage des chambres, chaque chambre est placée dans une enceinte thermostati-

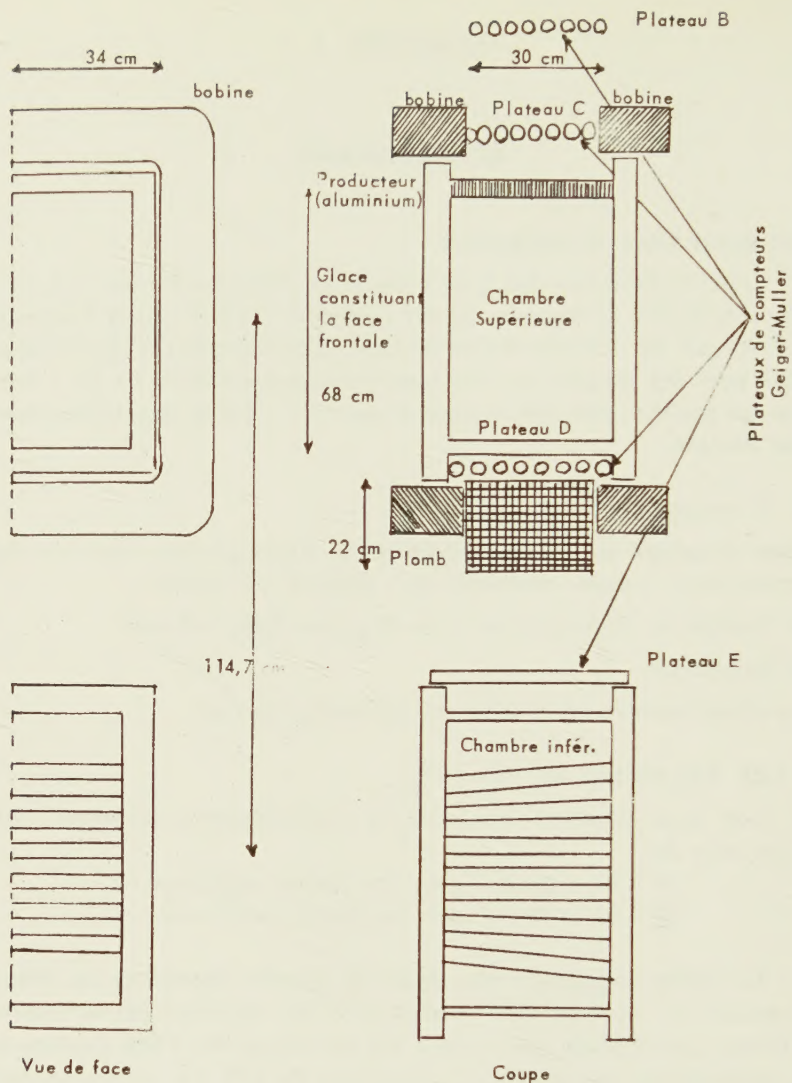


Fig. I-1 - Schéma de l'installation des 2 chambres de Wilson

sée à $\pm 0,1^{\circ}$ C et un gradient de température de $(0,7 \pm 0,1)^{\circ}$ C est maintenu entre le haut et le bas de la chambre. L'éclairage est assuré par deux tubes à décharge fournissant chacun 2500 joules, ils sont placés de chaque côté de chaque chambre. On envoie la lumière dans la chambre en faisceau parallèle grâce à un miroir parabolique. Le retard à l'éclairage a oscillé entre 50 et 70 millisecondes pour la chambre supérieure, suivant son comportement; il est de 130 ms pour la chambre inférieure.

Sept appareils photographiques, situés à 1 895 mm de la face frontale (constituée par une glace), parallèlement à cette face, ont pris les clichés. Leur disposition est visible sur la figure I-2; elle est telle que l'angle stéréoscopique moyen soit de 17° environ. Toutes les photos de cette expérience ont été prises sur film Kodak Tri X.

3 - LE SYSTEME DE DECLANCHEMENT

Afin d'obtenir le plus possible de photographies d'évènements du type recherché, les deux chambres étaient déclanchées simultanément par une impulsion provenant de la coïncidence entre les impulsions fournies par plusieurs ensembles de compteurs Geiger-Muller (type Maze). Dans l'expérience présente, nous cherchons à observer, dans les conditions les meilleures, les trajectoires des particules provenant de l'interaction d'une particule chargée avec un noyau du producteur.

Géométriquement, le phénomène se présente de la manière suivante : une particule chargée arrive sur le producteur, et plusieurs particules chargées, produites dans l'interaction, sortent de ce producteur et traversent la chambre supérieure.

Nous pouvons détecter ce phénomène à l'aide de deux plateaux de compteurs Geiger-Muller placés l'un au-dessus du producteur, (plateau C de la fig. I-1) l'autre au-dessous de la chambre (plateau D). Pour éliminer les particules incidentes trop inclinées par rapport à la verticale, un plateau de compteurs (plateau B) a été placé 50 cm au-dessus du plateau C.

Pour diminuer le déclanchement provoqué par les gerbes électroniques dont la géométrie est proche de celle que nous avons recherchée, et pour favoriser les interactions les plus énergiques, nous avons placé 22 cm de plomb entre le plateau D et le plateau E situés en-dessous de la chambre.

Ce plomb a pour effet d'arrêter les particules peu énergiques, entre autres les électrons.

La géométrie correspondant au type d'évènement recherché est obtenue si un seul compteur de chacun des plateaux B et C, et plusieurs compteurs des plateaux D et E, sont traversés simultanément par une particule. L'impulsion de déclanchement provenait de la coïncidence de l'im-

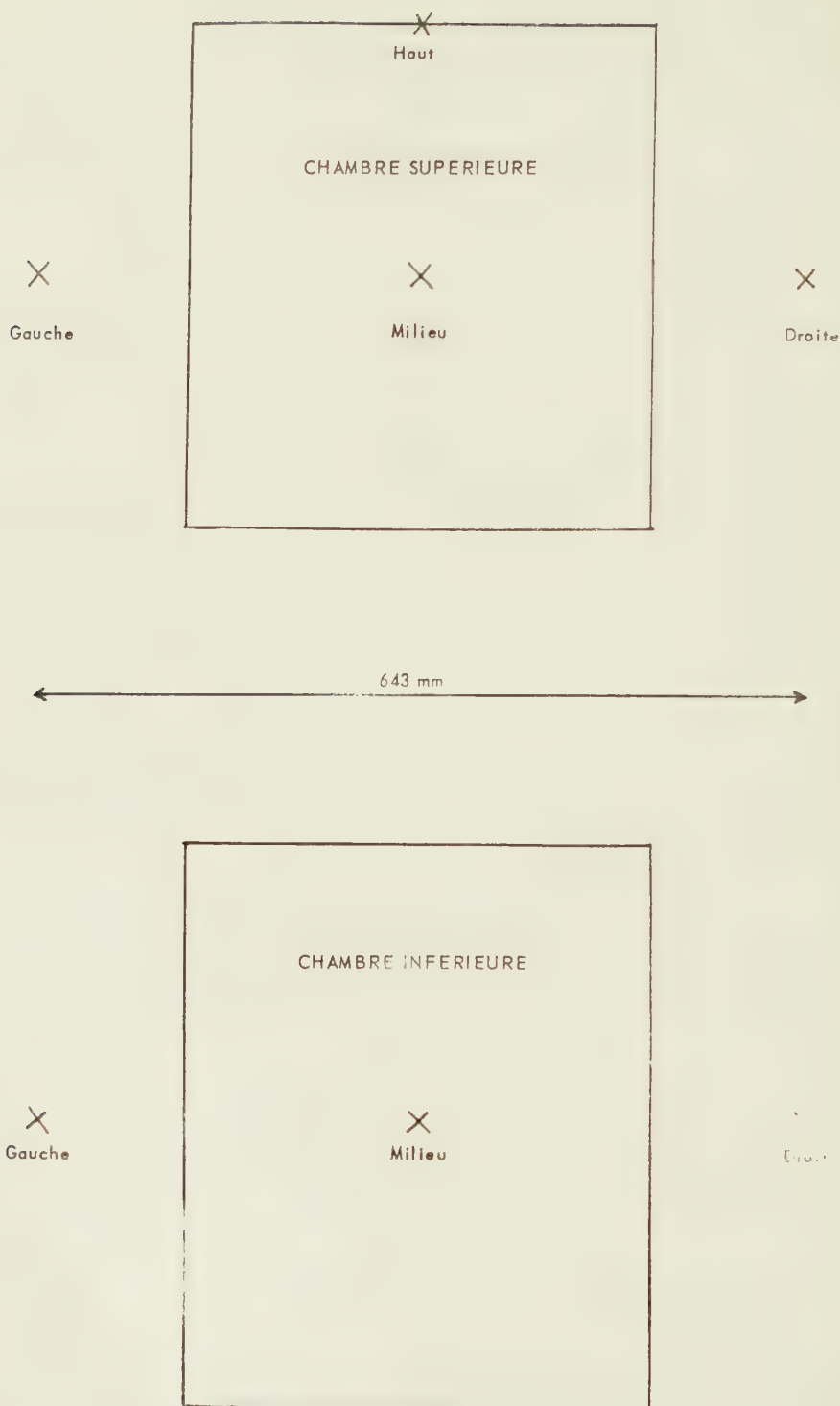


Fig. I-2 - Position des appareils de prise de vue

pulsion d'un seul compteur du plateau B avec celle d'un compteur du plateau C et celles d'au moins deux compteurs des plateaux D et E. Le temps mort de l'installation étant de sept minutes, la cadence de prise de photos a été de 100 environ par jour.

4 - LE PRODUCTEUR

Nous désirons observer le plus possible d'interactions avec un seul nucléon; pour arriver à ce but, il est indispensable d'utiliser comme cible un élément de faible poids atomique à défaut d'hydrogène. Si on ne veut pas que les particules produites dans une première interaction, interagissent de nouveau avec d'autres noyaux de la cible, il faudra utiliser une faible épaisseur de producteur; cette faible épaisseur placée juste au-dessus de la chambre, aura par ailleurs l'avantage de permettre une bonne visibilité des particules émises à grand angle.

Malheureusement, le taux d'évènements observables est d'autant plus faible que le matériau utilisé comme cible est de faible poids atomique, et que son épaisseur est plus petite.

Avec une faible épaisseur d'un élément lourd, tel que le plomb ou le cuivre, on peut obtenir un taux de production satisfaisant, mais on dispose alors de trop peu de renseignements pour extraire du lot d'interactions observées, celles qui ont eu lieu avec un seul nucléon.

Le compromis que nous avons retenu a été d'utiliser une épaisseur de 4 cm d'aluminium constituant le "plafond" de la chambre supérieure. Nous avons ainsi obtenu environ 2 interactions par jour, dont une d'énergie supérieure à 10 Gev.

CHAPITRE II

MESURES ET CALCULS

1 - INTRODUCTION

Nous disposons pour étudier chaque interaction, de trois clichés de la chambre supérieure provenant des appareils situés dans le même plan horizontal. Leur reprojection nous permet d'obtenir :

- les coordonnées de divers points d'une trajectoire, et
- le rayon de courbure de cette trajectoire.

A partir de ces deux résultats, nous voulons calculer, pour chaque particule :

- sa direction,
- sa quantité de mouvement.

Une quatrième photo a permis d'obtenir des informations complémentaires sur les particules émises à de grands angles par rapport à la verticale.

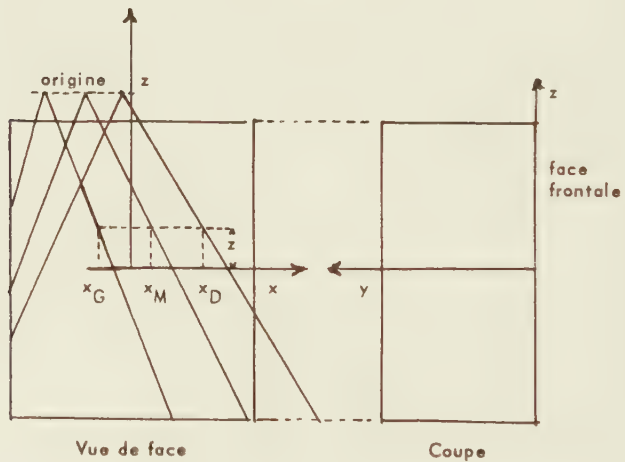


Fig. 2-1 - *Système de coordonnées*

En plus de ces résultats, nous avons également calculé l'angle que fait chaque particule avec la direction du vecteur qui représente la somme des quantités de mouvement des particules d'une interaction.

L'exposé détaillé de cet ensemble d'opérations et des erreurs qui leur correspondent fait l'objet du présent chapitre. Les calculs numériques ont été faits à l'aide d'un calculateur électronique Bull.

2 - MESURE DES COORDONNEES

a) Procédé

Dans la chambre de Wilson, on observe des gouttelettes réparties au hasard de part et d'autre du trajet suivi par la particule. A partir de la reprojektion en vraie grandeur, sur la glace avant, des trois photos, nous avons réalisé un dessin en suivant un tracé continu, correspondant le mieux avec la position des gouttelettes observées.

Dans ce qui suit, nous appellerons x et z les coordonnées d'un point dans un plan parallèle à la face frontale de la chambre, et y la coordonnée perpendiculaire à ce plan. Les coordonnées x et z ont été mesurées par rapport à deux axes gravés sur la face extérieure de la glace constituant la face frontale de la chambre. Nous avons utilisé pour les coordonnées x des trois photos les appellations suivantes (voir fig. 2-1) :

x_G pour la projection de la photo de gauche,

x_M pour la projection de la photo du milieu, et

x_D pour la projection de la photo de droite.

Sur le dessin, nous mesurons directement x_G , x_M , x_D , z et la distance Δ entre les points des projections de droite et gauche. La profondeur y a été calculée par la formule :

$$y = 1\,895 \Delta / (643 - \Delta)$$

(643 mm est la distance entre les deux appareils photographiques extrêmes, et 1 895 mm, la distance entre le plan frontal de la chambre et le plan dans lequel se trouvent les appareils de prise de vue). x_M et z sont deux coordonnées d'un point obtenu par la projection sur le plan frontal du point véritable. Les vraies coordonnées sont :

$$X = x_M (1 + n) \text{ et } Z = z (1 + n) \text{ avec } n = \Delta / (643 - \Delta)$$

y est la profondeur du point après la détente de la chambre, on peut considérer que le déplacement dû à la détente est une translation dilatant la profondeur de 10 % (valeur du taux de détente en volume), donc : $Y = 0,9 y$ a été pris comme vraie profondeur du point considéré avant la détente.

b) Erreurs

Pour reconstituer les points d'une trace dans l'espace, nous n'avons besoin que de deux photos, la troisième nous permet d'évaluer l'erreur que produisent le dessin et la lecture des coordonnées. La lecture des coordonnées sur le dessin produit une erreur que l'on peut estimer correctement par la différence $(x_D - x_G) - \Delta$, puisque x_D , x_G et Δ ont été mesurés indépendamment; elle est toujours inférieure à 0,15 mm.

La différence $(x_D + x_G) - 2 x_M = \delta$ permet de déterminer l'erreur due uniquement à l'épaisseur de la trace sur la photo et au trait de crayon. Cette différence a été calculée pour chacun des cinq points relevés sur chaque trace d'un évènement, nous avons ainsi pour chaque interaction la distribution des δ caractérisée par la valeur moyenne $\langle \delta \rangle$ et l'écart quadratique moyen σ_d ; cet écart est relié à ceux des coordonnées x par la relation :

$$\sigma_d^2 = \sigma_{x_D}^2 + \sigma_{x_G}^2 + 4 \sigma_{x_M}^2 = 6 \sigma_{x_M}^2$$

si on suppose que :

$$\sigma_{x_D}^2 = \sigma_{x_G}^2 = \sigma_{x_M}^2.$$

L'erreur sur x est donc :

$$\sigma_{x_M} = \sqrt{\sigma_d^2 / 6},$$

cette erreur était dans tous les cas inférieure à 0,25 mm; il lui correspond sur Y une erreur toujours inférieure à 1 mm. Sur Y il faut également tenir compte d'une erreur introduite par les variations du taux de détente autour de 10 %; elle a été déduite de mesures directes de la position du piston avant et après la détente et est inférieure à 0,4 mm.

c) Coordonnées de l'origine des trajectoires des particules d'une interaction.

L'origine d'une interaction a été déterminée sur le dessin. En effectuant ce dessin, nous avons prolongé les parties visibles des traces jusqu'à leur intersection; ce prolongement produit une dispersion, et dans la plupart des cas, on n'obtient pas une intersection ponctuelle, mais une zone d'intersection dont la largeur est de 4 à 5 mm environ pour une dizaine de traces.

Cette dispersion est produite par les particules les plus courbées, donc les moins énergiques. Nous avons considéré comme origine l'intersection des traces les moins courbées; la zone d'intersection se réduit alors en général, pour un ordre de grandeur de quatre traces, à une surface de moins d'un millimètre carré. Les coordonnées de cette intersection ont été déterminées de la même manière que pour les autres points.

3 - MESURE DES RAYONS DE COURBURE

a) Procédé

Pour faire cette mesure, on a comparé directement la trajectoire à des cercles de rayons bien déterminés tracés à l'encre sur des planches, les valeurs de ces rayons sont telles que les flèches correspondantes varient en progression arithmétique. La trajectoire et le cercle ont été superposés aux deux extrémités sur quelques centimètres. On a retenu les valeurs des rayons des cercles qui, dans la partie centrale, s'écartent de la trace de la même quantité de part et d'autre.

Puisque les flèches des cercles de référence varient en progression arithmétique, on considère que la flèche de la trace mesurée est égale à la moyenne arithmétique des flèches correspondant aux rayons extrêmes retenus, soit :

$$f = (f_{\max} - f_{\min}) / 2.$$

Pour une même trajectoire, nous avons trois valeurs moyennes de flèches correspondant aux photos de droite, du milieu et de gauche que nous noterons dans la suite par f_D , f_M , et f_G . Pour déterminer la courbure subie par la particule sous l'action du champ magnétique, on doit appliquer des corrections à ces valeurs brutes. Ces corrections vont maintenant être étudiées.

Notons que pour accroître la précision, on a intérêt à mesurer sur la plus grande longueur possible, cependant nous avons remarqué assez souvent des mouvements de gaz dans le haut de la chambre qui provoquent une déformation des trajectoires, ceci nous a amené à éliminer systématiquement les six premiers centimètres des traces.

b) Corrections

Pour passer de la valeur de la flèche qui vient d'être déterminée à la valeur du rayon de courbure de la particule en projection orthogonale, il nous faut appliquer les quatre corrections suivantes, dues à :

- la distorsion optique,
- la projection conique,
- la profondeur à laquelle se trouve la trace dans la chambre,
- la variation de la taille due à l'épaisseur de la planche sur laquelle les cercles de référence sont tracés.

Envisageons en détail ces corrections :

i) Correction due à la distorsion optique

Tout système optique produit une courbure parasite qui dépend de la distance de l'objet au centre optique du système. C'est ce que nous appelons la distorsion optique.

Pour chaque système optique, elle a été déterminée en mesurant au microscope les courbures de fils très tendus photographiés par le système optique considéré. Les courbes de la figure 2-2 donnent les corrections appliquées, pour les systèmes optiques de droite, du milieu, et de gauche. Soient f_{1D} , f_{1M} , et f_{1G} les valeurs des flèches dues à ce phénomène qui doivent corriger respectivement f_D , f_M , et f_G .

ii) Correction due à la projection conique

Nous appliquons cette correction pour obtenir la valeur du rayon de courbure de la trajectoire en projection orthogonale sur un plan parallèle au plan frontal, et passant par le point milieu de la corde qui sous-tend les points extrêmes A et B de la trace.

Cette correction s'applique aux trois rayons de courbure correspondants aux flèches corrigées optiquement, et est de la forme : (Réf. 2-1).

$$e_2 = 2 \, gk + 3 \, (gk)^2 + (gh)^2 / 2$$

k et h sont des longueurs indiquées sur la figure 2-3, et

$$g = (Y_B - Y_A) / 1 \, 895 \, \sqrt{(X_B - X_A)^2 + (Z_B - Z_A)^2}$$

iii) Correction due à la profondeur de la trace

La mesure ayant été faite dans le plan frontal de la chambre et non dans un plan parallèle passant par le milieu de la corde de l'arc de trace considéré, il faut tenir compte de la profondeur du point milieu de cette corde : $Y_M = (Y_A + Y_B) / 2$. Cette correction est égale à :

$$e_3 = Y_M / 1 \, 895$$

iv) Correction de taille due à l'épaisseur du calibre de mesure

L'épaisseur des plaques sur lesquelles les cercles sont dessinés apporte une correction sur le rayon $e_4 = 1,2 \, \%$.

c) Calcul du rayon de courbure en projection orthogonale

Après la correction de distorsion optique, les flèches moyennes f_D , f_M et f_G deviennent respectivement :

$$(f_D \pm f_{1D}), \quad (f_M \pm f_{1M}), \quad \text{et} \quad (f_G \pm f_{1G}).$$

La correction de projection conique appliquée aux rayons correspondants à ces flèches donne après son application les trois valeurs de flèches suivantes :

$$F_D = (f_D \pm f_{1D}) / (1 + e_{2D}), \quad F_M = (f_M \pm f_{1M}) / (1 + e_{2M})$$

et

$$F_G = (f_G \pm f_{1G}) / (1 + e_{2G}).$$

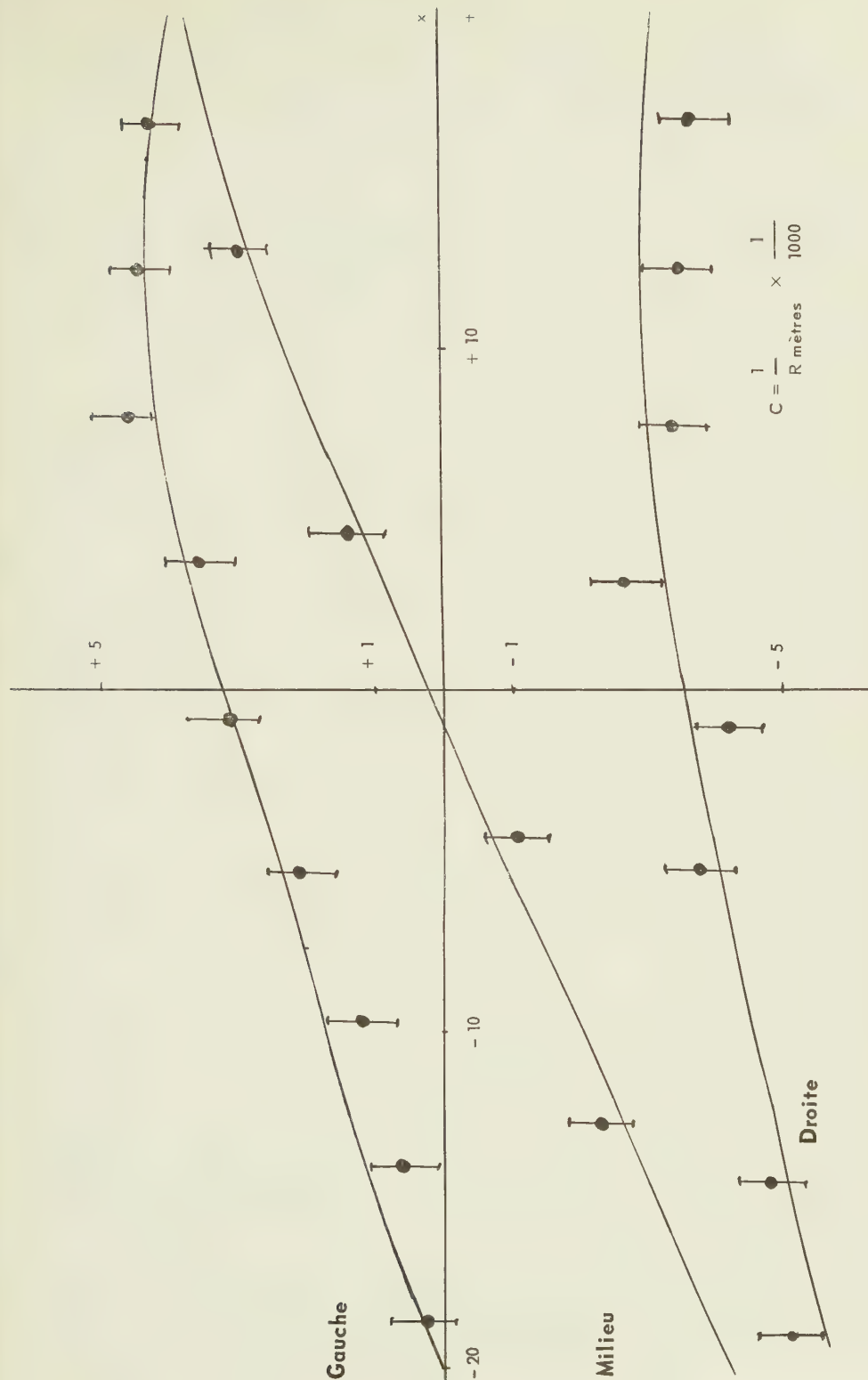


Fig. 2.2 - Correction de distorsion optique

Les deux autres corrections étant les mêmes pour les trois projections nous les avons appliquées au rayon de courbure déduit de la moyenne des flèches F :

$$\langle R \rangle = l^2/8 \langle F \rangle$$

l étant la longueur de la corde qui sous-tend l'arc sur lequel on a fait la mesure, et $\langle F \rangle = (F_D + F_M + F_G)/3$.

Le rayon en projection orthogonale sera donc défini par :

$$R = \langle R \rangle (1 + e_3) (1 + e_4)$$

4 - CALCUL DES DIRECTIONS

Sur chacune des trois projections d'une trace, cinq points ont été relevés, à partir de ces cinq points, on a calculé les cosinus directeurs de la tangente à la trajectoire au point origine. La direction de cette tangente a été calculée par la méthode des moindres carrés.

L'erreur sur ces cosinus directeurs provient :

- de l'erreur sur la mesure des coordonnées des points (étudiée au chapitre II-2 - b), et
 - de l'erreur sur la mesure du rayon de courbure (étudiée au chapitre II-5 - c).
- Elle a été calculée pour chaque trajectoire.

5 - DETERMINATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT

a) Procédé

A partir du rayon en projection orthogonale R, déterminé en II-3 - c , on obtient la projection de la quantité de mouvement sur l'axe qui porte la direction du champ magnétique, par l'expression :

$$mv \cdot \cos \theta = K \cdot B \cdot R.$$

m et v étant la masse et la vitesse d'une particule faisant l'angle θ avec la direction du champ magnétique.

K = 0,03 si nous prenons mv en Mev/c, l'induction magnétique B en gauss et le rayon de courbure R en mètre.

Sur chaque photo, nous avons l'indication de l'intensité du courant traversant la bobine. Un étalonnage de la valeur du champ magnétique en fonction de l'intensité du courant nous a mené à l'expression de la quantité de mouvement :

$$mv \cdot \cos \theta = 0,03327 \cdot I \cdot R$$

si nous prenons I en ampères et R en mètres.

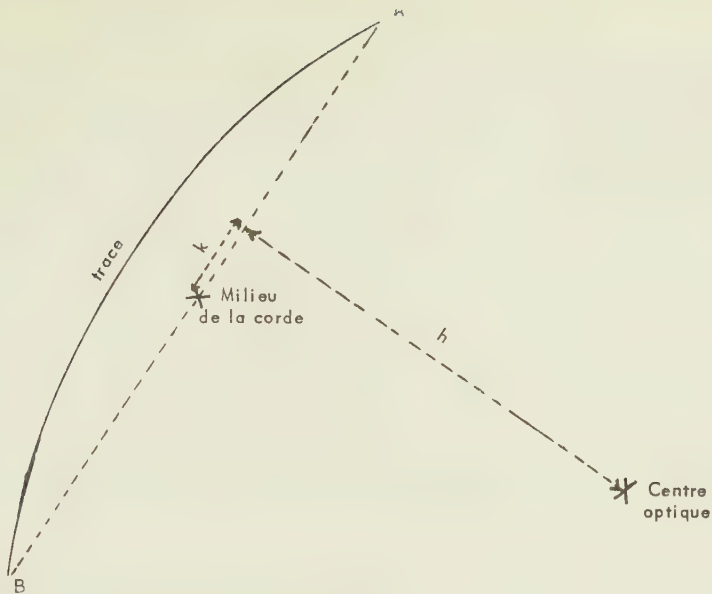


Fig. 2-3

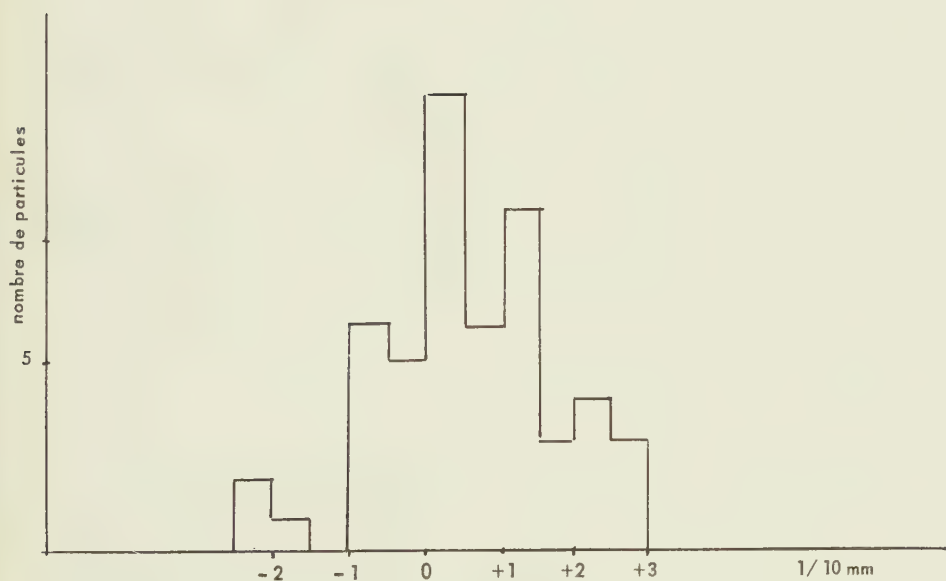


Fig. 2-4 - Répartition des flèches moyennes corrigées des trajectoires de mésons μ photographiés sans champ magnétique

b) Quantité de mouvement maximum que l'on peut mesurer dans la chambre.

La trace d'une particule traversant la chambre en l'absence de champ magnétique apparaîtra avec une courbure apparente due :

- à la diffusion des ions dans la chambre,
- à la distorsion due aux mouvements du gaz dans la chambre,
- à la diffusion coulombienne,
- à la précision avec laquelle l'observateur fait la mesure, et
- à la distorsion due au système optique.

On peut aisément calculer la courbure que produisent les deux dernières causes. Les deux premières, au contraire, produisent une flèche résiduelle qui dépend uniquement de la chambre.

La valeur de cette flèche parasite fixe la limite au-delà de laquelle on ne peut pas déceler l'influence du champ magnétique, c'est-à-dire la quantité de mouvement maximum qui peut être mesurée avec la chambre.

Pour évaluer cette flèche résiduelle, nous avons pris des photographies de 50 particules isolées en l'absence de champ magnétique. Nous avons mesuré la courbure des traces de ces particules qui, en plus de la chambre, traversaient aussi les 22 cm de plomb et la chambre inférieure. En utilisant la méthode exposée en II-3 - a , et après correction de la distorsion optique (voir en II-3 - b), nous avons obtenu une répartition de flèches (voir fig. 2-4) en bon accord avec une loi de Gauss de valeur moyenne égale à 0,5/10 mm, et d'écart quadratique moyen $\sigma = 1,2/10$ mm.

Cette valeur moyenne différente de zéro, ne semble pas avoir la signification d'une distorsion systématique des traces, même si une telle distorsion existait, elle n'affecterait pas sensiblement les résultats obtenus. Nous l'avons donc négligée par la suite.

La flèche parasite observée a pour causes trois phénomènes indépendants :

- la mesure de l'observateur,
- la diffusion coulombienne, et
- la diffusion des ions et la distorsion; nous pouvons donc écrire :

$$\langle \sigma^2 \rangle = \langle \sigma^2 \text{ observateur} \rangle + \langle \sigma^2 \text{ diff. coul.} \rangle + \langle \sigma^2 \text{ diff. + dist.} \rangle$$

Nous allons maintenant évaluer les deux premières causes pour déduire la valeur de la dispersion due à la troisième.

i) *Evaluation de la dispersion des mesures due à l'observateur.*

Cette dispersion doit probablement dépendre de la distorsion de la trace et de la manière dont l'observateur tient compte de cette distorsion dans sa mesure. Néanmoins, nous considérerons ces deux dispersions comme indépendantes et nous supposerons qu'il existe un observateur moyen dont l'erreur de mesure n'est que statistique. Deux observateurs ont mesuré le lot des 50 particules, la distribution des différences entre les flèches qu'ils ont mesurées pour chaque projection est en bon accord avec une loi de Gauss centrée sur zéro et dont l'écart quadratique est égal à $1,02/10$ mm. Les mesures sur les trois projections peuvent être considérées comme indépendantes, la dispersion obtenue provient donc de l'accumulation de six dispersions de mesures indépendantes (les 3 projections différentes et la différence entre les mesures des deux observateurs pour chaque projection). La dispersion due à l'observateur serait donc :

$$\sigma_{\text{observateur}} = 1,02 / \sqrt{6} = 0,42/10 \text{ mm.}$$

ii) *Evaluation de la diffusion coulombienne*

Les particules considérées, qui étaient en majorité des mésons μ , subissaient en moyenne une déviation de 3° dans la traversée des 22 cm de plomb, ce qui correspond à une valeur moyenne de $p\beta$ (cf. Ref. 2-2)

$$p\beta = 2,5 \text{ Gev.}$$

Pour un méson μ de cette énergie la flèche apparente due à la diffusion coulombienne est (cf. Ref. 2-3) :

$$\langle \sigma^2 \text{ diff. coul.} \rangle = 3,5 \cdot 10^{-2} (1/10 \text{ mm})^2$$

Nous pouvons donc négliger cette valeur.

iii) *Evaluation de la dispersion des mesures due à la diffusion des ions et aux mouvements du gaz.*

Elle sera donnée par :

$$\begin{aligned} \langle \sigma^2 \text{ diff. + dist.} \rangle &= \langle \sigma^2 \rangle - (\langle \sigma^2 \text{ observateur} \rangle + \langle \sigma^2 \text{ diff. coul.} \rangle) \\ &= 1,44 - 0,17 \text{ soit} \end{aligned}$$

$$\sigma \text{ diff. + dist.} = 1,1/10 \text{ mm.}$$

Pour une particule mesurée sur une longueur de 40 cm, cette valeur de flèche correspondrait à un rayon de 180 m, soit, en prenant une intensité moyenne de 4 570 ampères, à une quantité de mouvement :

$$p = 27 \text{ Gev}/c.$$

c) Erreurs

Les deux causes d'erreur qui affectent la détermination de la quantité de mouvement sont d'une part une erreur sur la flèche, d'autre part une erreur sur le champ magnétique.

i) Erreur sur la flèche

Elle provient de la diffusion coulombienne, de la diffusion des ions et de la distorsion due aux mouvements de gaz dans la chambre. La flèche provenant de la diffusion coulombienne a été calculée pour chaque trace considérée en faisant deux hypothèses sur la nature de la particule (méson π et proton) à l'aide des résultats de la référence 2-3.

En ce qui concerne les deux autres causes d'erreur, elles sont indissociables, et ont fait l'objet de la section précédente II-5 - b. Toutefois, nous n'avons pas appliqué brutalement la dispersion trouvée à toutes les traces mesurées, nous avons tenu compte de la visibilité de la trace et du nombre de projections sur lesquelles elle était mesurable.

Pour toutes les traces mesurables sur une longueur > 35 cm, nous avons pris :

$$\sigma \text{ diff. + dist.} = 1,1/10\text{mm}$$

Les deux causes étant indépendantes, l'erreur sur la quantité de mouvement due à la flèche est $\sqrt{\langle S^2 \rangle}$, avec :

$$\langle S^2 \rangle = \langle \sigma^2 \text{ diff. coul.} \rangle + \langle \sigma^2 \text{ diff. + dist.} \rangle$$

Pour les traces de longueur inférieure à 35 cm, les conditions de mesure sont beaucoup moins favorables que celles des mésons μ , une étude de la dispersion des mesures dans ces conditions nous a amené à prendre la valeur $\sigma_1 = 3/10\text{mm}$, l'erreur dans ce cas est alors $\sqrt{\langle S_1^2 \rangle}$,

$$\text{avec : } \langle S_1^2 \rangle = \langle \sigma^2 \text{ diff. coul.} \rangle + \langle \sigma_1^2 \rangle$$

Dans les cas où les trajectoires n'étaient visibles que sur une longueur faible avec une flèche petite, on ne pouvait pas faire une mesure valable. Souvent cette difficulté provient du fait que ces traces ont une partie moins visible qui se trouve à la limite de la zone éclairée de la chambre. Une étude des dispersions de mesure a montré que c'était le cas pour des traces de longueur de mesure comprise entre 15 et 35 cm et de flèche moyenne (corrigée optiquement) inférieure à 3/10 mm, ou bien de longueur de mesure inférieure à 15 cm et de flèche moyenne (corrigée optiquement) inférieure à 7/10 mm.

Soit $p_\perp$ la projection de la quantité de mouvement sur le plan perpendiculaire à la direction du vecteur représentant la somme des quantités de mouvement de toutes les particules produites dans l'interaction.

Nous avons considéré que dans les cas ci-dessus, pour lesquels la mesure n'est pas valable, la meilleure information à espérer sur la quantité de mouvement de ces particules ne pouvait être obtenue qu'en leur attribuant la valeur moyenne des p_t des traces bien mesurables (voir III-4 - e).

Dans le cas de traces mesurables sur une longueur supérieure à 35 cm et dont la flèche moyenne corrigée optiquement est inférieure à 1,1/10 mm, nous avons vu précédemment (voir II-5 - b), que nous ne posédons qu'une valeur minimum de leur quantité de mouvement.

ii) Erreur sur la valeur du champ magnétique

Des mesures faites au fluxmètre en différents points du volume de la chambre ont montré que la différence entre la valeur du champ en un point quelconque et celle qui est mesurée au centre de la chambre, ne dépasse pas 0,7 % de cette dernière valeur. L'incertitude due à la lecture de l'ampèremètre provient principalement des fluctuations rapides du courant traversant la bobine, elle ne dépasse pas 0,2 %.

6 - DETERMINATION DE L'ANGLE D'EMISSION D'UNE PARTICULE

L'angle que nous avons considéré est celui que fait chaque trace avec la direction du vecteur représentant la somme des quantités de mouvement de toutes les particules visibles produites dans l'interaction. Connaissant pour chaque trace les cosinus directeurs α , β , et γ de sa tangente à l'origine et sa quantité de mouvement p , nous avons calculé la somme des quantités de mouvement de toutes les particules et les cosinus directeurs α^0 , β^0 , et γ^0 de sa direction. L'angle θ que fait une particule avec cette direction est donné par :

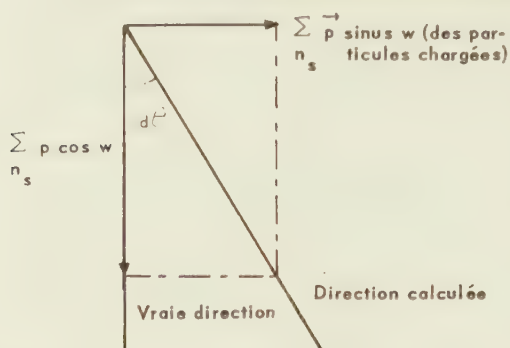
$$\cos \theta = \alpha \alpha^0 + \beta \beta^0 + \gamma \gamma^0$$

Cet angle θ n'est pas le véritable angle d'émission w , puisque dans le calcul de la direction nous n'avons pas tenu compte des particules neutres produites.

La direction par rapport à laquelle nous mesurons θ est telle que $\sum n_s p \sin \theta = 0$, si n_s est le nombre de particules chargées produites dans l'interaction. En réalité, pour une interaction quelconque, nous devons écrire $\sum N p \sin w = 0$, N étant le nombre total des particules produites dans l'interaction. La différence angulaire entre les deux directions de référence ainsi définies, peut être considérée comme une erreur sur la direction de la particule incidente. Cette erreur provient de l'ignorance dans laquelle nous nous trouvons sur le nombre, la quantité de mouvement et la direction des particules neutres.

Nous allons maintenant essayer d'évaluer cette erreur.

a) Erreur sur la direction de la particule incidente



i) Moyennant quelques approximations que nous allons expliciter ci-dessous, nous avons calculé l'erreur provenant du manque d'information sur la production des particules neutres. On peut voir sur la figure ci-contre que cette erreur angulaire $d\theta$ est telle que :

$$\operatorname{tg} d\theta = (\sum \vec{p} \sin w) / (\sum \frac{p \cos w}{n_s})$$

Si nous supposons que pour toutes particules créées, le module de $\vec{p} \sin w$ est une constante et que tous ces vecteurs sont indépendants, on a :

$$\sum \vec{p} \sin w = \sqrt{n_s \langle (p \sin w)^2 \rangle}$$

On peut considérer que $\sum \frac{p \cos w}{n_s} \neq \sum \frac{p \cos \theta}{n_s}$ et que $p \sin w \neq p \sin \theta$. Expérimentalement nous avons (voir III-4 - e) : $\langle (p \sin \theta)^2 \rangle = 0,16$ donc

$$\operatorname{tg} d\theta \neq \frac{\sqrt{0,16 n_s}}{\sum \frac{p \cos \theta}{n_s}}$$

Pour une interaction ayant produit 7 particules chargées dont la somme des quantités de mouvement est de 28 Gev/c (ce qui correspond à l'interaction "moyenne" de notre lot expérimental (voir III-4),

$$\operatorname{tg} d\theta = 38.10^{-3} \quad \text{soit } d\theta \sim 2^\circ$$

ce qui correspond sur les cosinus directeurs à une erreur :

$$(d\alpha^0)' = \pm 38.10^{-3}, (d\beta^0)' = \pm 38.10^{-3}, \text{ et } (d\gamma^0)' = \pm 7.10^{-4} \gamma^0$$

ii) Pour évaluer l'erreur que peut apporter la présence d'une particule neutre très énergétique, nous avons considéré les interactions dans lesquelles on observe une particule instable neutre. La comparaison de la direction du vecteur représentant la somme des quantités de mouvement calculée en ignorant la présence de la particule instable neutre, avec celle qui est calculée en l'incluant, nous a donné les résultats suivants :

$$(d\alpha^0)'' = 6.10^{-3}, (d\beta^0)'' = -15.10^{-3}, \text{ et } (d\gamma^0)'' = 2.10^{-3}$$

obtenus à partir de 13 évènements ($\langle n_s \rangle = 7$ et $(\sum p \cos \theta)$ moyen = 35 GeV/c). Ces valeurs sont une bonne évaluation de l'erreur moyenne que l'on peut commettre si une particule neutre très énergétique est émise. En combinant quadratiquement cette erreur avec celle que nous avons déterminée ci-dessus, en i), on obtient, pour une interaction de 28 GeV/c et de $n_s = 7$:

$$d\alpha^0 = \pm 38.10^{-3}, d\beta^0 = \pm 41.10^{-3}, \text{ et } d\gamma^0 = \pm 2.10^{-3} (\gamma^0 \text{ moyen} = 0,976).$$

Pour un évènement de 20 GeV/c et de $n_s = 4$, les mêmes valeurs sont :

$$d\alpha^0 = \pm 40.10^{-3}, d\beta^0 = \pm 43.10^{-3}, \text{ et } d\gamma^0 = \pm 2.10^{-3}$$

iii) Si plusieurs particules neutres très énergiques ont été ignorées, il est difficile d'apprécier l'erreur introduite sur la direction de référence. On peut toutefois penser qu'elles se répartissent autour de la direction calculée de façon à provoquer finalement une erreur plus faible que dans le cas où l'on ignore la présence d'une seule particule.

iv) Une expérience a été faite avec de la paraffine comme producteur à l'aide du même appareillage; on a pu observer la direction de la particule incidente grâce à la présence d'un hodoscope à tubes Conversi placé au-dessus de la chambre supérieure. La comparaison de cette direction (faite sur 6 évènements) et de celle de la somme des quantités de mouvement des particules chargées a montré une différence moyenne sur les cosinus directeurs de :

$$|d\alpha^0| = 15.10^{-3}, |d\beta^0| = 45.10^{-3}, \text{ et } |d\gamma^0| = 2.10^{-3},$$

pour $\langle n_s \rangle = 12$, et $(\sum p \cos \theta)$ moyen = 30 GeV/c

Ces valeurs semblent en bon accord avec l'estimation que nous avons faite en ii).

b) Erreur sur l'angle d'émission d'une particule

Dans la suite de ce travail, nous donnerons les distributions angulaires des particules produites, dans le système du laboratoire et dans un système transformé de Lorentz; c'est pourquoi nous allons évaluer maintenant l'erreur commise sur l'angle d'émission d'une particule.

Puisque les mesures de coordonnées et de rayon de courbure sont indépendantes de l'angle sous lequel la particule est émise, nous pouvons écrire :

$$\sin \theta d\theta = \alpha d\alpha^0 + \alpha^0 d\alpha + \beta d\beta^0 + \beta^0 d\beta + \gamma d\gamma^0 + \gamma^0 d\gamma$$

α , β , et γ sont les cosinus directeurs de la tangente à la trajectoire à l'origine de l'interaction (cf. en II-4).

Une étude de la répartition des cosinus directeurs pour différents intervalles d'angles θ a donné les valeurs moyennes de la table ci-dessous:

θ	1° à 3°	3° à 7°	8° à 12°	15° à 20°	25° à 35°	35° à 45°	45° à 55°
$\langle \alpha \rangle$	-85.10^{-3}	-4.10^{-3}	-15.10^{-3}	54.10^{-3}	112.10^{-3}	90.10^{-3}	3.10^{-3}
$\langle \beta \rangle$	-27.10^{-3}	38.10^{-3}	8.10^{-3}	-58.10^{-3}	132.10^{-3}	28.10^{-3}	72.10^{-3}
$\langle \gamma \rangle$	0,970	0,966	0,957	0,904	0,805	0,723	0,621

$d\alpha$, $d\beta$, et $d\gamma$ dépendent principalement de la quantité de mouvement de la particule. La valeur moyenne de ces erreurs calculée pour différents intervalles de quantité de mouvement, est donnée dans la table ci-après.

p (Gev/c)	$\langle d\alpha \rangle$	$\langle d\beta \rangle$	$\langle d\gamma \rangle$
0,1 à 0,3	9.10^{-3}	7.10^{-3}	9.10^{-3}
0,3 à 0,7	10.10^{-3}	7.10^{-3}	6.10^{-3}
0,8 à 1,2	3.10^{-3}	3.10^{-3}	2.10^{-3}
1,5 à 2,5	3.10^{-3}	3.10^{-3}	10^{-3}
3 à 7	2.10^{-3}	3.10^{-3}	10^{-3}
10 à 15	2.10^{-3}	2.10^{-3}	$0,8.10^{-3}$
> 15	2.10^{-3}	2.10^{-3}	$0,7.10^{-3}$

La table ci-dessous permet d'obtenir l'erreur $d\theta$ pour différentes valeurs de θ et de la quantité de mouvement p :

$\theta_0 \backslash p$ Gev/c	0,1 à 0,3	0,3 à 0,7	0,8 à 1,2	1,5 à 2,5	3 à 7	10 à 15	> 15
1° à 3°			1,6°	- 0,3°	- 0,3°	- 0,6°	- 0,8°
3° à 7°			3,5°	2,8°	2,7°	2,6°	2,5°
8° à 12°	3,3°	2,3°	1,3°	0,9°	0,9°	0,9°	
15° à 25°	1,6°	1°	0,5°	0,4°	0,4°		
25° à 35°	2°	1,6°	1,3°	1,1°			
35° à 45°	1,1°	0,9°	0,6°	0,5°			
45° à 55°	0,9°	0,7°	0,4°	0,3°			

(Les cases non remplies proviennent du fait que l'on n'a observé que peu de particules dans ces conditions d'angle et de quantité de mouvement).

ETUDE DE L'ENSEMBLE DES INTERACTIONS

Dans ce chapitre, nous allons voir comment les interactions ont été sélectionnées, comment il a été possible d'identifier des électrons et des protons parmi les particules produites et quels sont les résultats fournis par l'ensemble des interactions sélectionnées, ces résultats sont relatifs à des interactions de particules énergiques avec le noyau d'aluminium.

1. SELECTION DES INTERACTIONS

Le but de cette sélection a été de rechercher, parmi les 9600 photographies prises au cours de l'expérience, les interactions produites dans l'aluminium pouvant fournir suffisamment de renseignements.

a) Critères de sélection

Dans une première observation des photographies, nous avons rejeté toutes celles dans lesquelles nous observions une interaction manifestement électronique c'est-à-dire présentant un aspect caractéristique bien connu. Parmi les interactions restantes nous avons retenu celles qui satisfont aux critères suivants :

i) *Quantité de mouvement des particules produites*

Désirant des interactions d'énergie élevée, nous avons sélectionné celles pour lesquelles la somme des quantités de mouvement des particules chargées produites est supérieure à 10 Gev/c.

ii) *Position dans la chambre*

Pour pouvoir étudier correctement une interaction, il faut au moins avoir observé toutes les particules chargées produites et pouvoir mesurer leur quantité de mouvement sans faire une trop grande erreur. C'est pourquoi nous avons éliminé les interactions placées à la limite des dimensions de la chambre (entre autres celles qui n'avaient été vues que par deux appareils), et celles dont plus de 40% des particules étaient visibles sur une longueur inférieure à 25 cm.

iii) *Qualité de l'origine*

Nous avons conservé les interactions dans lesquelles les trajectoires les moins courbées se coupaient en un même point (voir II-2-c). Nous exigeons également que les autres trajectoires ne s'éloignent pas de l'origine ainsi définie d'une distance incompatible avec la diffusion multiple.

b) *Nombre d'interactions utilisées*

Parmi les 9600 photographies, nous avons trouvé 142 événements satisfaisant aux deux premiers critères.

En appliquant le troisième critère de sélection nous avons éliminé 25 événements. Notre étude a donc porté sur 117 interactions se répartissant de la manière suivante :

- 101 interactions ne sont pas visiblement accompagnées de particules instables,
- 12 sont accompagnées d'une particule instable neutre (V^0),
- 1 est accompagnée de deux particules instables neutres,
- 3 sont accompagnées d'une particule instable chargée ($V^\pm$).

Nous avons également observé trois interactions de très haute énergie dont l'étude est rendue impossible par la superposition d'un très grand nombre de trajectoires.

2 - NATURE DES PARTICULES AYANT PRODUIT LES INTERACTIONS

A l'altitude à laquelle nous opérons, les particules du rayonnement cosmique capables d'interagir sont les neutrons, les protons, les mésons π et K, les hyperons et les particules α ; la proportion de mésons K, d'hyperons, de particules α et de noyaux plus lourds étant négligeable (cf. Ref. 3-1, 3-2, 3-7 et 3-12) et notre système de déclenchement éliminant les particules neutres, les interactions que nous avons observées ont été provoquées par des protons et des mésons π chargés, $(70 \pm 20)\%$ des particules pouvant interagir étant des protons (cf. Ref. 3-3) et les sections efficaces d'interaction nucléon-nucléon et $\pi^\pm$ -nucléon aux grandes énergies étant sensiblement identiques (cf. Ref. 3-4 et 3-5), notre lot serait constitué de :

$(70 \pm 20)\%$ d'interactions provoquées par des protons et de
 $(30 \pm 20)\%$ provoquées par des mésons $\pi^\pm$.

Pour obtenir des renseignements sur le nombre de nucléons du noyau d'aluminium qui sont intervenus dans les interactions, nous avons considéré la distribution de "l'excès positif" des particules observées dans les interactions (cf. fig. 3-1). Nous définissons "l'excès positif" comme étant, pour chaque interaction, la différence entre le nombre de particules positives et celui des particules négatives observées; les électrons identifiés par les méthodes que nous décrivons plus loin ont été exclus. Cet "excès positif" est entaché d'une incertitude due aux particules dont le signe n'a pas pu être défini.

Cet "excès positif" observé n'est pas nécessairement celui des particules produites, car certaines particules chargées ont pu être absorbées dans l'aluminium soit à cause de leur très faible énergie, soit parce qu'elles ont été émises à des angles très grands. C'est en particulier le cas des fragments d'évaporation.

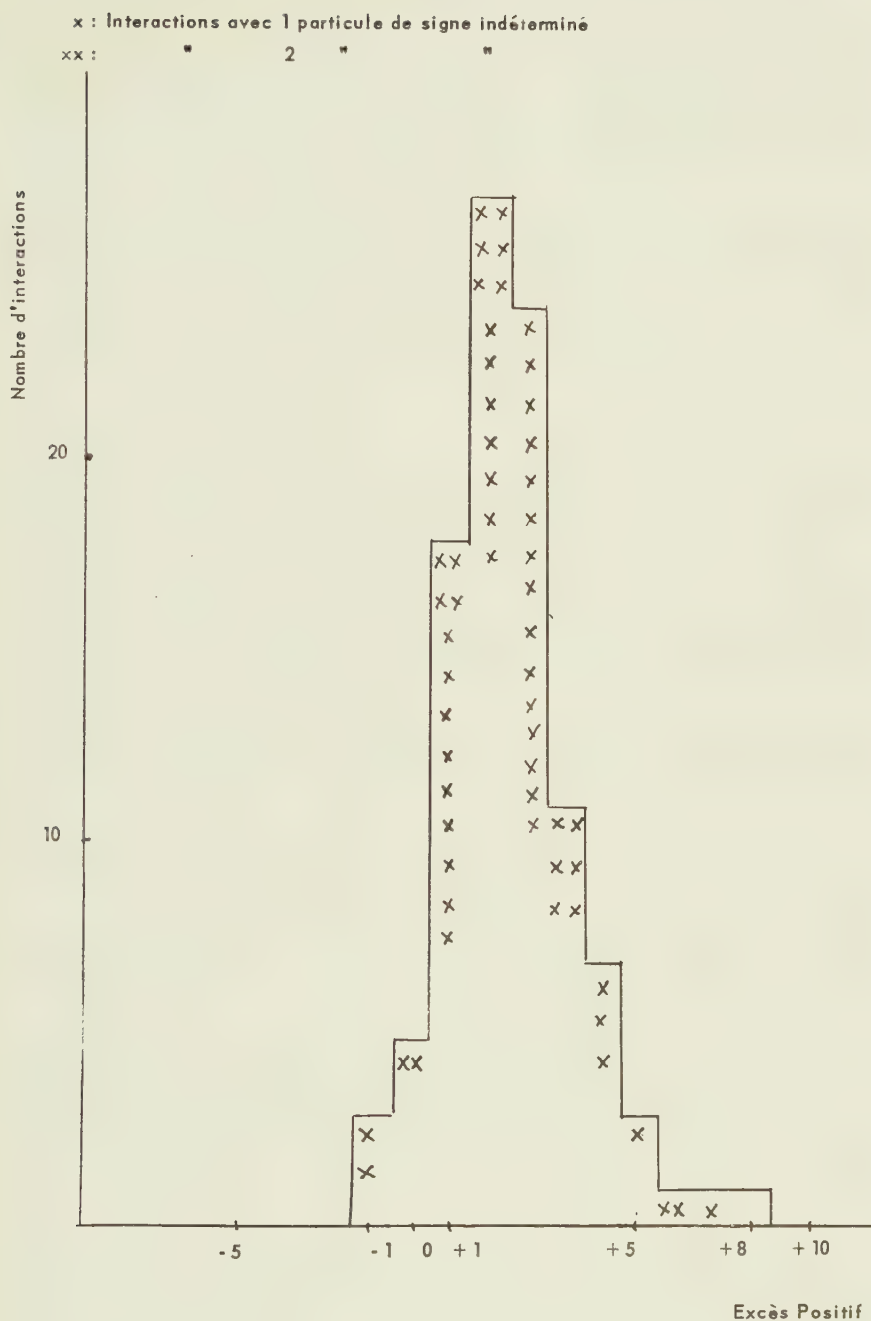


Fig. 3-1 - Distribution de "l'excès positif" moyen de chaque interaction

C'est pourquoi nous ne pouvons tirer de conclusion valable sur le nombre de nucléons qui sont intervenus dans chaque interaction en particulier. Nous pouvons supposer que la valeur moyenne de "l'excès positif" des particules observées est proche de celle des particules produites. Pour les 101 interactions sans particule instable visible, cette valeur moyenne de "l'excès positif" des particules observées est 1,6.

Elle est égale à la somme de la valeur moyenne de "l'excès positif" des particules incidentes et de celle des particules-cibles. Nous avons vu plus haut que "l'excès positif" des particules incidentes est environ 0,7.

Donc en moyenne les particules incidentes ont provoqué des interactions avec des particules-cibles dont "l'excès positif" moyen est:

$$1,6 - 0,7 = 0,9$$

Si dans les interactions avec le noyau d'aluminium un seul nucléon intervient, "l'excès positif" des particules-cibles est égal à 0,5 puisque ce noyau contient 13 protons et 14 neutrons. Si deux nucléons interviennent (quel que soit le processus d'interaction supposé), cet "excès positif" moyen est égal à 1. En effet, dans ce cas, les nucléons qui interviennent sont soit deux protons, soit deux neutrons, soit un proton et un neutron, et ces trois possibilités sont également probables.

Cette valeur est proche de la valeur moyenne de "l'excès positif" que nous avons attribué aux particules-cibles. Dans les interactions que nous avons observées deux nucléons en moyenne seraient donc intervenus.

Ce résultat statistique ne préjuge en rien du processus détaillé de l'interaction avec deux nucléons. Nous verrons au chapitre V que les résultats obtenus sur les secondaires des interactions multiples permettent de supposer qu'elles sont produites par un processus d'interaction en cascade à l'intérieur du noyau.

3 . NATURE DES PARTICULES PRODUITES

Nous nous bornerons ici à étudier comment il a été possible d'attribuer une nature à certaines particules chargées produites dans une interaction; la discussion sur la nature des particules instables observées sera l'objet du chapitre IV.

a) Electrons

Nous avons considéré comme électrons, les particules satisfaisant à l'un des critères suivants :

i) Particule de quantité de mouvement inférieure à 110 Mev/c apparaissant avec l'ionisation minimum. Par ce critère, 68 particules se sont vu attribuer la nature électronique.

ii) Paire de particules de signe opposé faisant entre elles un angle dont la valeur est compatible avec 0. Nous avons comparé l'angle que font deux particules entre elles, avec l'angle $d\beta = \sqrt{ds_1^2 + ds_2^2 + d\theta^2}$ $d\theta$ étant l'erreur sur l'angle que font les deux particules entre elles, ds_1^2 et ds_2^2 étant les valeurs quadratiques de l'angle de diffusion multiple (cf. Ref. 2-2) correspondant aux deux particules supposées être des électrons. Ce critère n'a pu être utilisé que pour les particules de quantité de mouvement supérieure à 70 Mev/c, car pour des valeurs inférieures, l'angle de diffusion multiple prend des valeurs très grandes. (Nous n'aurions pas pu appliquer ce critère à des interactions de plus haute énergie car dans ce cas la majorité des particules sont émises dans un angle très faible).

Nous avons ainsi trouvé :

28 paires de particules faisant un angle inférieur à $d\beta$ et 16 faisant un angle compris entre $d\beta$ et $2 d\beta$.

Ces paires peuvent provenir de la matérialisation de γ .

En vue d'examiner la provenance de ces électrons, nous avons étudié leur répartition en quantité de mouvement (cf. figure 3-2), à cause de l'incertitude sur l'appartenance à l'interaction des électrons de quantité de mouvement inférieure à 15 Mev/c, nous les avons exclus. Entre 15 et 70 Mev/c, là où nous ne pouvions pas faire la détection des paires, nous remarquons l'égalité des nombres d'électrons positifs et négatifs. Ceci suggère une production indépendante du signe : la matérialisation des γ provenant de la désintégration des π^0 , par exemple.

Si nous supposons que la distribution en quantité de mouvement des π^0 est identique à celles des particules négatives des interactions étudiées (cf. figure 3-9), et que la distribution angulaire des γ issus de π^0 est isotrope dans le système du π^0 au repos, nous obtenons la répartition en quantité de mouvement représentée sur la figure 3-3 ; pour obtenir cette distribution, nous avons pris pour les électrons provenant de la matérialisation de γ une distribution plate en énergie (Ref. 3-6).

Lorsque nous comparons les figures 3-2 et 3-3 normalisées en surface, nous remarquons une absence d'électrons entre 100 et 300 Mev/c associée à un surplus pour des quantités de mouvement inférieures à 100 Mev/c. Ce manque d'électrons peut s'expliquer en supposant que les électrons absents étaient associés en paire avec des électrons de quantité de mouvement inférieure à 70 Mev/c que nous avons décelés par l'ionisation, l'incertitude sur l'angle due à la diffusion multiple ne nous a pas permis de les associer. Nous n'avons donc décelé, dans ce cas, qu'un seul électron de la paire.



Fig. 3-2 - Répartition en quantité de mouvement des électrons détectés

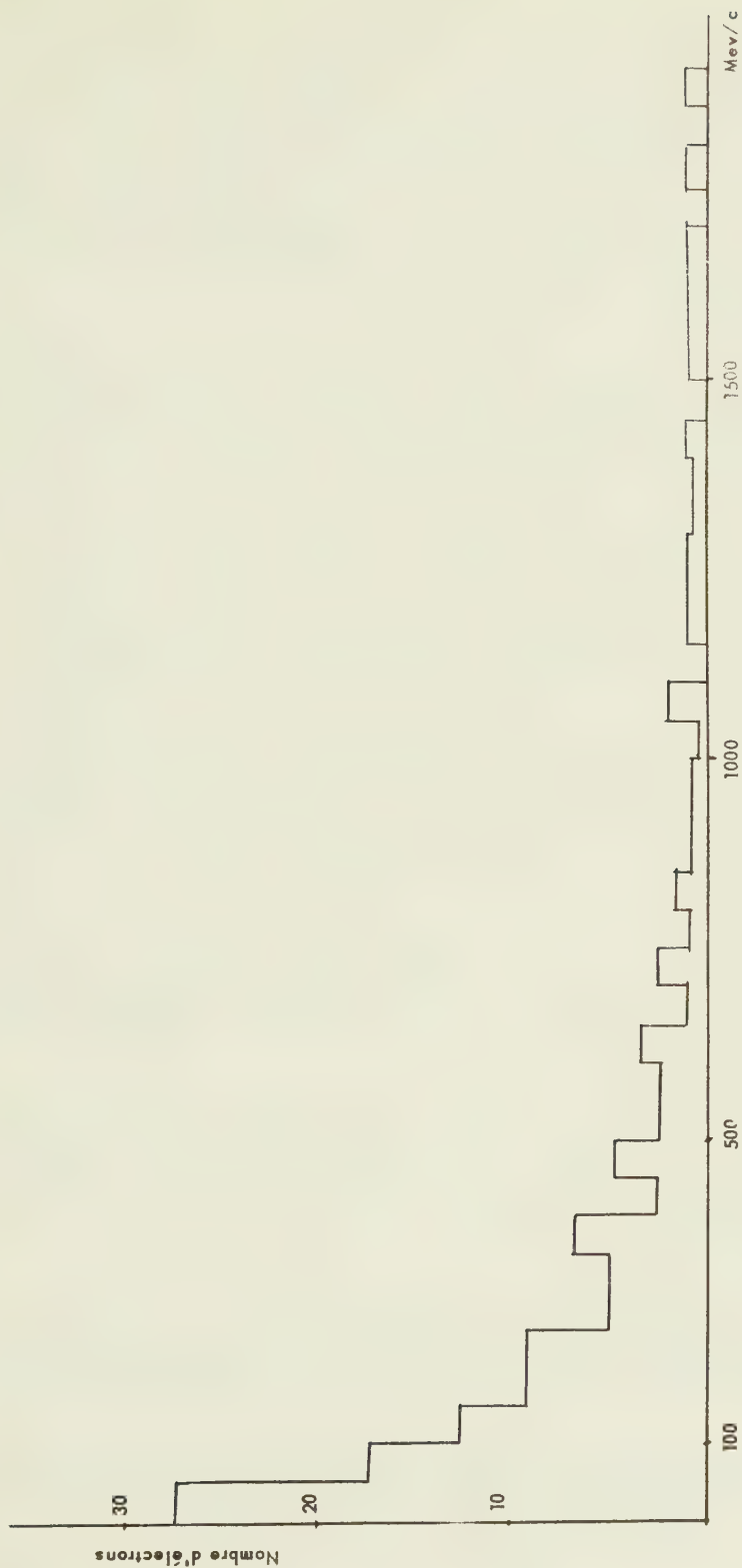


Fig 3-3 - Répartition des électrons en quantité de mouvement, obtenue par calcul.
(Normalisée en surface avec la figure 3-2)

En reprenant le processus d'établissement de la répartition représentée sur la figure 3-3, il est aisé de déterminer le nombre de paires dans lesquelles l'un des électrons a une quantité de mouvement inférieure à 100 Mev/c et l'autre une quantité de mouvement supérieure à cette valeur. Nous trouvons 31 paires de ce type (chiffre correspondant à 13 paires dont les deux électrons ont moins de 100 Mev/c et à 45 paires dont les deux électrons ont plus de 100 Mev/c). Ainsi l'imperfection de notre méthode de détection nous fait perdre environ 30 électrons de quantité de mouvement supérieure à 100 Mev/c.

Si nous normalisons maintenant la figure 3-3 en tenant compte de ces 30 électrons non détectés expérimentalement, la comparaison avec la figure 3-2 montre alors un meilleur accord, le manque d'électrons entre 100 et 500 Mev/c correspond à la limitation de détection dont nous venons de discuter.

D'autre part, pour chaque interaction, nous avons calculé le nombre de ν qui pouvaient se matérialiser dans la traversée de l'aluminium, en supposant pour chaque interaction un nombre de π^0 égal à $(n_s - 1)/2$, on s'attend à pouvoir observer 94 paires d'électrons ; nous en avons détecté 89.

En conclusion, nous pouvons considérer avoir observé la quasi-totalité des paires observables, toutefois, parmi les électrons produits, une trentaine d'énergie supérieure à 100 Mev à échappé à notre investigation. La plupart se trouve certainement parmi les quelques 850 particules chargées observées, ce qui n'amène pas une erreur notable.

b) Protons

La figure 3-4, représentant la variation de l'ionisation avec la masse et la quantité de mouvement d'une particule, nous montre la possibilité d'observer, grâce à son ionisation, un proton de quantité de mouvement inférieure à 750 Mev/c.

Nous avons ainsi identifié 45 protons. Quelques particules (3 ou 4) ont une quantité de mouvement de 300 Mev/c environ, et leur ionisation n'est pas incompatible avec celle qu'aurait un méson K dans ces conditions ; toutefois à cause de l'imprécision de cette information nous les avons incluses parmi les protons.

c) Autres particules

Par leur ionisation, nous avons détecté 8 mésons $\pi^\pm$ (5 positifs et 3 négatifs), dont la quantité de mouvement est inférieure à 110 Mev/c (cf. figure 3-4).

D'après différents expérimentateurs, (Ref. 3-8, 3-9, 3-10, 3-11) les hyperons, nucléons et mésons K ne représenteraient pas plus de 20% de toutes les particules chargées.

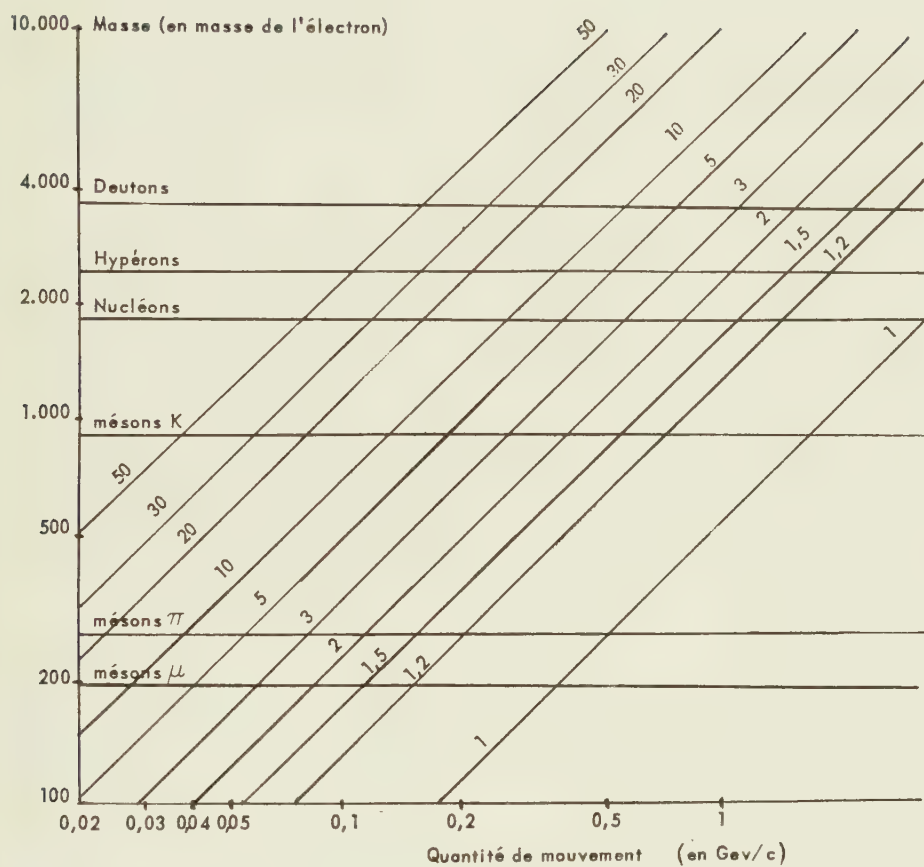


Fig. 3-4 - Variation de l'ionisation avec la masse et la quantité de mouvement

Nous avons considéré que toutes les particules dont l'ionisation est minimum forment un lot de mésons $\pi^\pm$, contaminé par :

- des nucléons et des hyperons chargés de $p > 750 \text{ Mev/c}$,
- des mésons K chargés de $p > 350 \text{ Mev/c}$, et
- des électrons ayant échappé à la détection, et de $p > 110 \text{ Mev/c}$.

Sauf mention spéciale, c'est avec ce groupe de particules que nous avons réalisé les distributions qui se trouvent dans la suite de ce travail.

4 . ETUDE DES INTERACTIONS SANS PARTICULES INSTABLES APPARENTES

Les 101 interactions forment un lot homogène ; après une brève étude de la quantité de mouvement de la particule incidente, nous donnons les résultats concernant : la multiplicité, la quantité de mouvement, l'angle d'émission, et la quantité de mouvement transverse (p_t) des particules produites.

a) Somme des quantités de mouvement des particules observées

Comme nous l'avons vu en II-6 nous pouvons déterminer le vecteur représentant la somme des quantités de mouvement des particules chargées produites (que nous appelons Σp_L) ; la répartition de cette quantité est représentée sur la figure 3-5. Sa valeur moyenne est :

$$\langle \Sigma p_L \rangle = 28 \text{ Gev/c}$$

Si nous supposons l'indépendance de charge à la production des particules, nous pouvons évaluer l'énergie moyenne des particules incidentes. Cette valeur peu élaborée, de 40 Gev environ permet de situer en énergie notre lot d'interactions.

b) Multiplicité des particules produites

La multiplicité n_s est le nombre de particules chargées définies en III-3-c ; sa répartition est représentée sur la figure 3-6. Les différentes valeurs moyennes sont les suivantes ($n_s^\pm$ est le nombre de particules de signe indéterminé, et n_h le nombre de protons d'ionisation supérieure au minimum) :

$$\langle n_s \rangle = 7,3 \text{ particules par interaction}$$

$$\langle n_s^+ \rangle = 3,9 \quad - \quad -$$

$$\langle n_s^- \rangle = 2,7 \quad - \quad -$$

$$\langle n_s^\pm \rangle = 0,65 \quad - \quad -$$

$$\langle n_s + n_h \rangle = 7,6 \quad - \quad -$$

$$\langle n_s^+ + n_h \rangle = 4,3 \quad - \quad -$$

$\geq$: Σp_L supérieur ou égal à la valeur indiquée

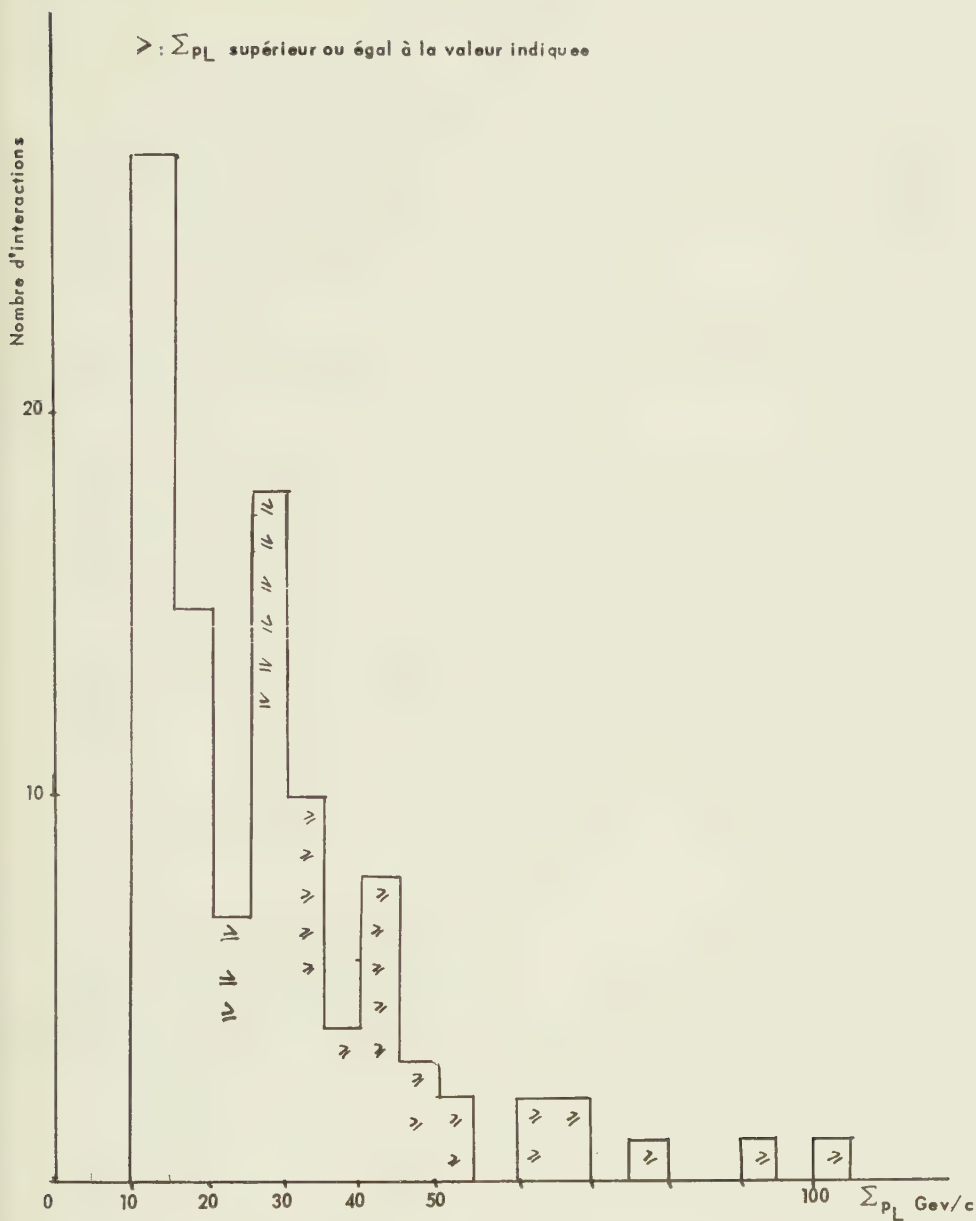


Fig. 3-5 - Répartition des sommes des quantités de mouvement des particules chargées.

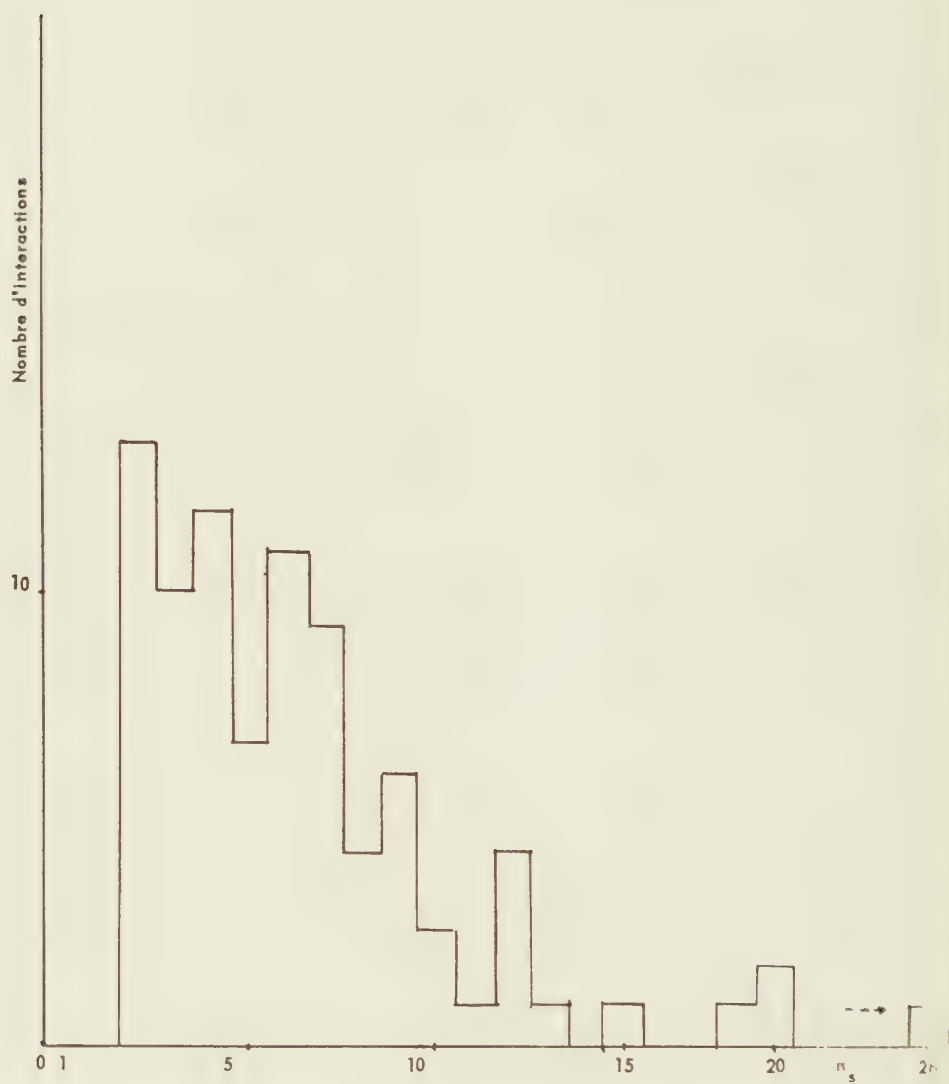


Fig. 3-6 - *Distribution des multiplicités*

Si nous répartissons les n_s^+ entre les n_s^+ et n_s^- dans le rapport $n_s^+/n_s^- = 1,44$ il vient :

$$\langle n_s^+ + n_h \rangle = 4,65 \text{ et } \langle n_s^- \rangle = 3$$

Etant donnée la faible proportion de négatifs parmi les particules incidentes (cf. III-2) on peut considérer $\langle n_s^- \rangle$ comme le nombre moyen de particules négatives créées dans l'interaction. Si on suppose que le nombre de particules créées est indépendant de la charge, il y aurait en moyenne 9 particules créées dans une interaction de particule très énergétique avec un noyau d'aluminium.

Puisque les interactions retenues dans cette étude ont toutes une multiplicité $n_s \geq 3$, on peut penser que la valeur moyenne trouvée est sur-estimée.

A partir de la distribution expérimentale de la figure 3-6, nous avons essayé d'évaluer le nombre d'interactions de $n_s = 1$ et $n_s = 2$. Ne connaissant pas la forme réelle de la distribution, nous avons étudié la compatibilité de la distribution expérimentale avec une distribution de Poisson.

L'application d'un test χ^2 dans l'intervalle $3 \leq n_s \leq 12$ permet de dire qu'il n'y a pas incompatibilité de la distribution expérimentale dans cet intervalle avec une distribution de Poisson de valeur moyenne égale à 6.

Si nous supposons que cette compatibilité existe aussi pour $n_s \leq 3$ nous aurions perdu 5 interactions de $n_s = 2$ et 2 de $n_s = 1$, ce qui ramènerait la valeur moyenne de la multiplicité à :

$$\langle n_s \rangle = 6,9$$

Comme on peut le voir sur la figure 3-7, la multiplicité augmente avec la somme des quantités de mouvement des particules chargées, ce qui indique une légère croissance avec l'énergie de la particule incidente.

c) Quantité de mouvement des particules produites

Nous avons représenté sur la figure 3-8 la distribution des quantités de mouvement ($1/p$) des particules sélectionnées en III-3-c. Pour $p > 1 \text{ GeV}/c$ cette distribution peut être représentée par la loi :

$$dn_s/d(1/p) = K.(1/p)^{-q}$$

$$\text{avec } 0,4 < q < 0,8.$$

qui correspond à une distribution différentielle en quantité de mouvement du type :

$$dn_s/dp = K'. p^{-q'}$$

$$\text{avec } 1,2 < q' < 1,6.$$

Les particules positives et négatives, prises séparément, (cf. figure 3-9) sont aussi distribuées selon une loi identique.

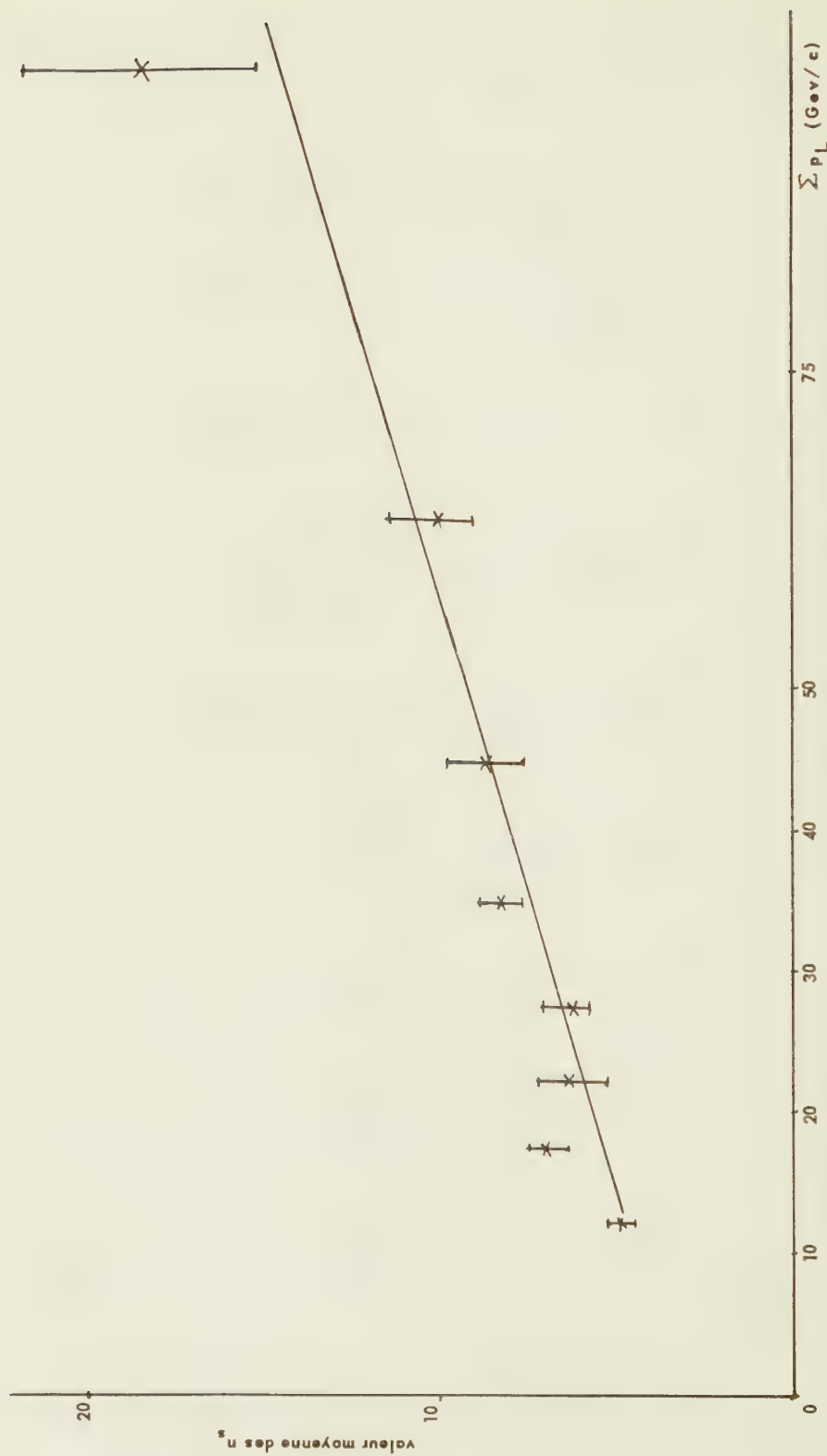


Fig. 3-7 - Corrélation entre Σp_L et la valeur moyenne des n_s des interactions appartenant à un intervalle de Σp_L

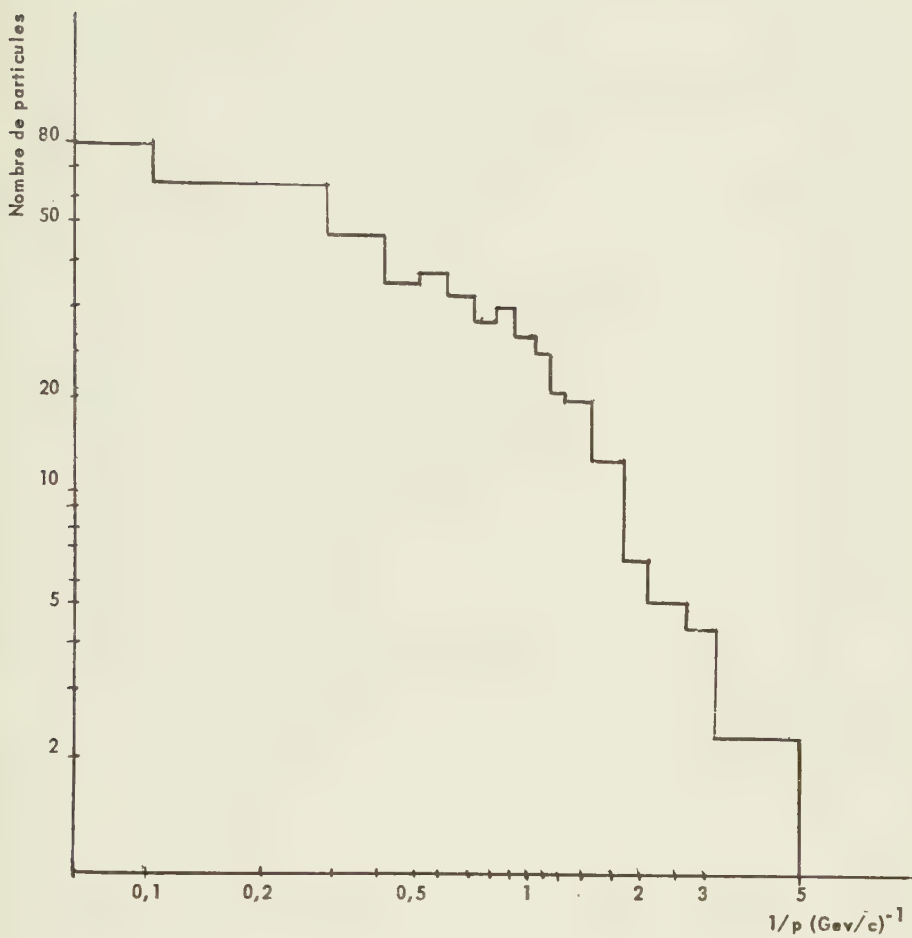


Fig. 3-8 - *Distribution de $1/p$ des particules chargées*

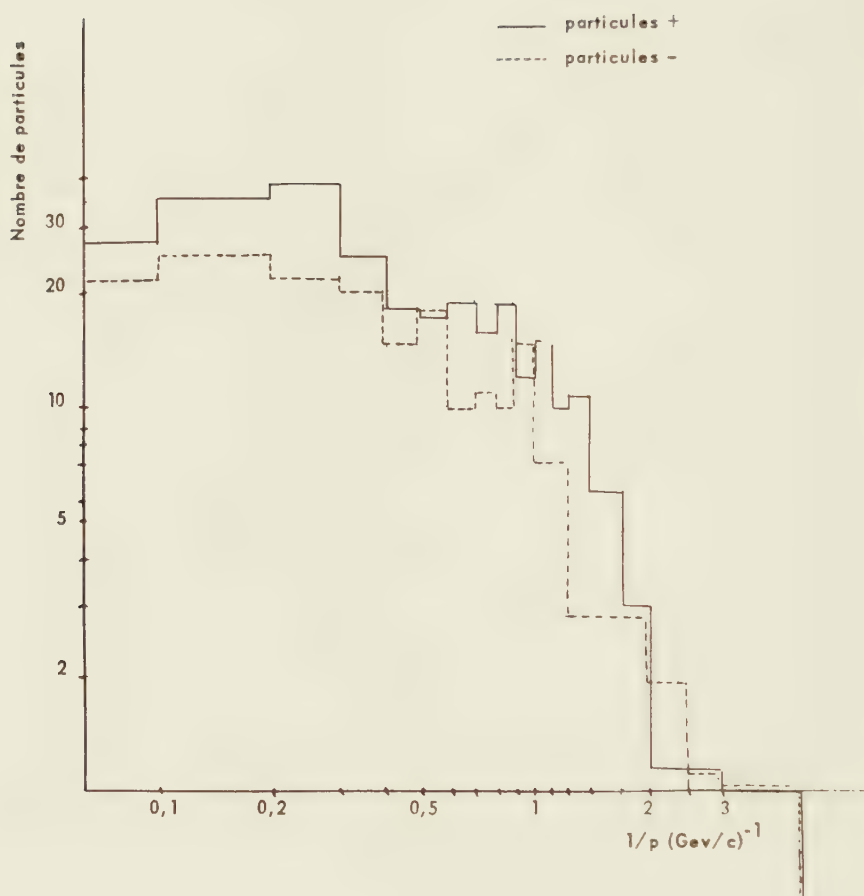


Fig. 3-9 - Distribution de $1/p$ des particules + et - séparément

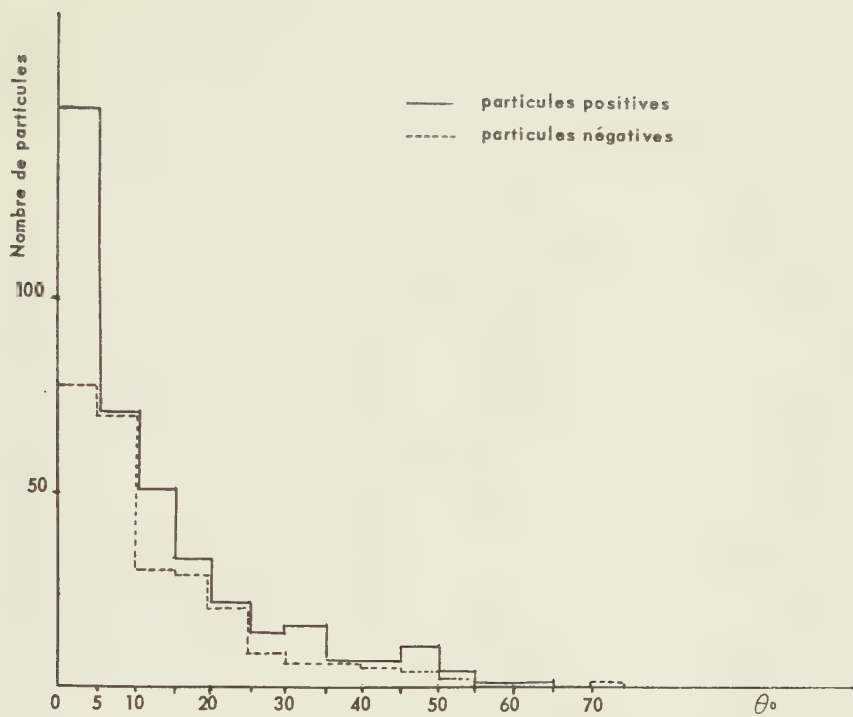


Fig. 3-10 - Distribution angulaire dans le système du laboratoire

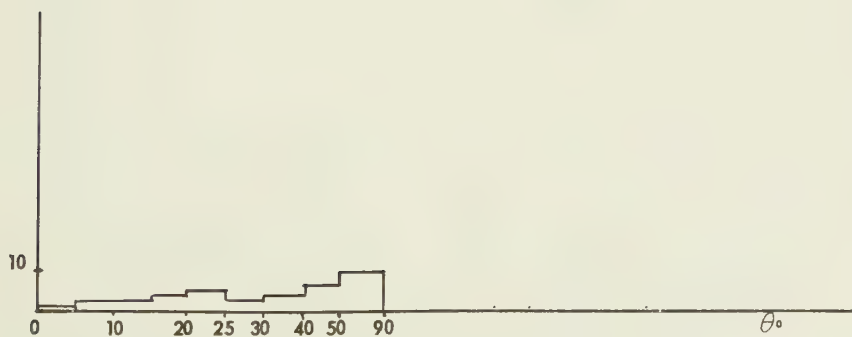


Fig. 3-11 - Distribution angulaire des protons observés



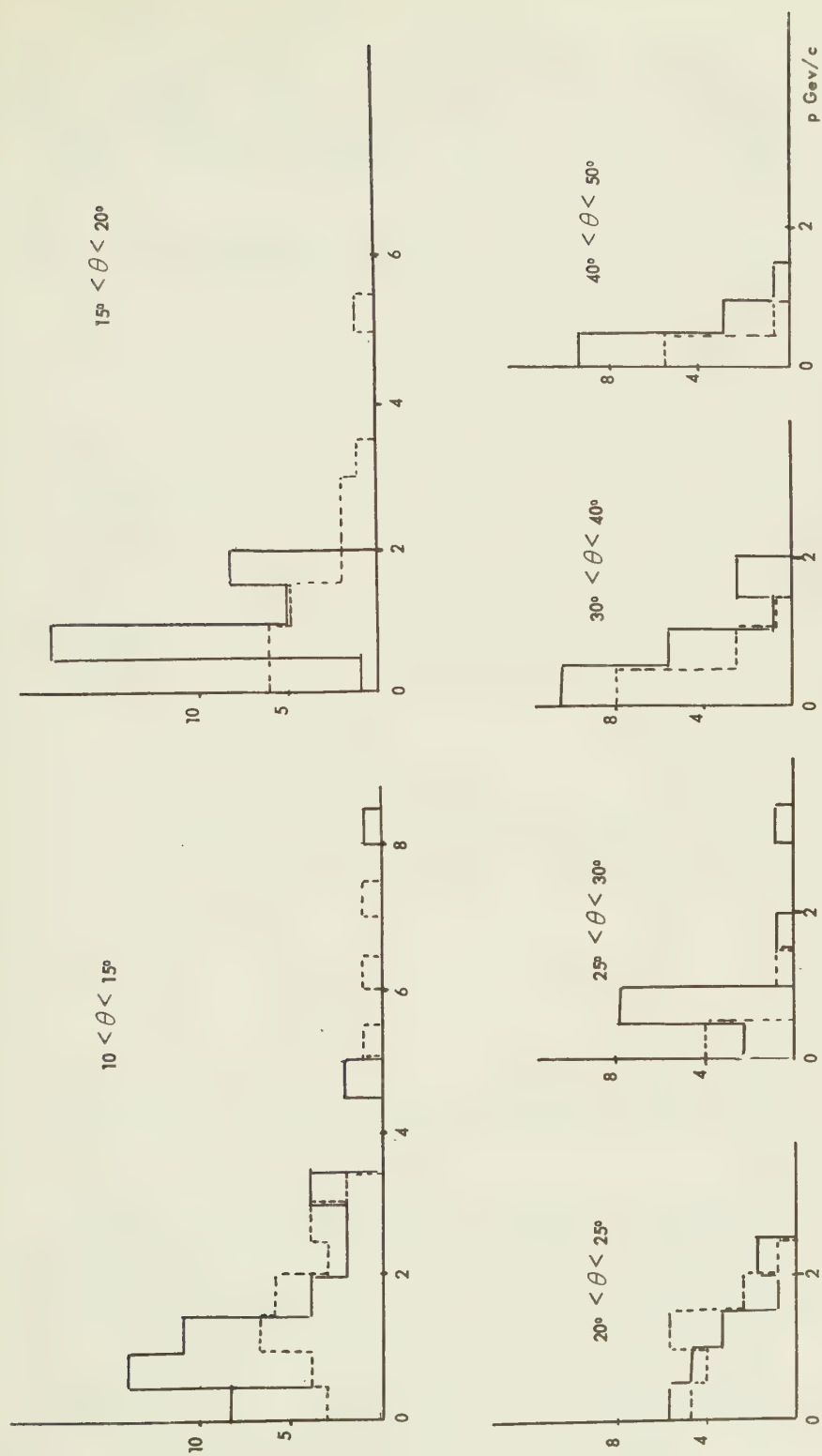


Fig. 3-12 - Corrélation Quantité de mouvement - Angle d'émission

d) Distribution angulaire des particules produites

Cette distribution est représentée sur la figure 3-10 pour les particules positives et négatives séparément, elle présente une décroissance très rapide que l'on pourrait attribuer à l'efficacité d'observation des particules dans la chambre.

Une étude de l'efficacité de détection des particules dans la zone éclairée de la chambre, a montré que nous détectons :

- toutes les particules de $\theta < 40^\circ$,
- les 2/3 des particules ayant $40^\circ < \theta < 60^\circ$, et
- le tiers environ des particules émises à $60^\circ < \theta < 90^\circ$.

La décroissance observée représente donc bien une propriété due à la nature de l'interaction. La comparaison des distributions angulaires des particules positives et négatives permet de constater un fort excès de particules positives en-dessous de 5° . Pensant que l'excès de particules positives dans cet intervalle angulaire était dû aux particules incidentes qui s'y trouveraient réémises, nous avons essayé de voir si elles se caractériseraient par une quantité de mouvement différente de celles des particules créées. Pour vérifier cette hypothèse nous avons établi la distribution en quantité de mouvement des particules émises dans différents intervalles d'angle (voir figure 3-12).

On remarque une diminution de la valeur moyenne de la quantité de mouvement avec l'augmentation de l'angle d'émission. Entre 0 et 5° l'excès de particules positives observé sur la figure 3-10 se répartit de la façon suivante en fonction de la quantité de mouvement :

$$0 < p < 5 \text{ GeV}/c : n_s^+ / n_s^- = 2,2$$

$$5 < p < 10 \text{ GeV}/c : n_s^+ / n_s^- = 1,6$$

$$10 < p < 15 \text{ GeV}/c : n_s^+ / n_s^- = 1,3.$$

Cet excès de particules positives existe donc pour toutes valeurs de quantité de mouvement, ce qui ne permet pas d'en trouver une explication satisfaisante.

e) Quantité de mouvement transverse des particules produites

La projection de la quantité de mouvement d'une particule sur un plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente, ou quantité de mouvement transverse (p_t), est une donnée expérimentale importante puisqu'elle est invariante par rapport à une transformation de Lorentz.

La valeur moyenne de la distribution des p_t , représentée sur la figure 3-13, est :

$$\langle p_t \rangle = 0,310 \text{ GeV}/c$$

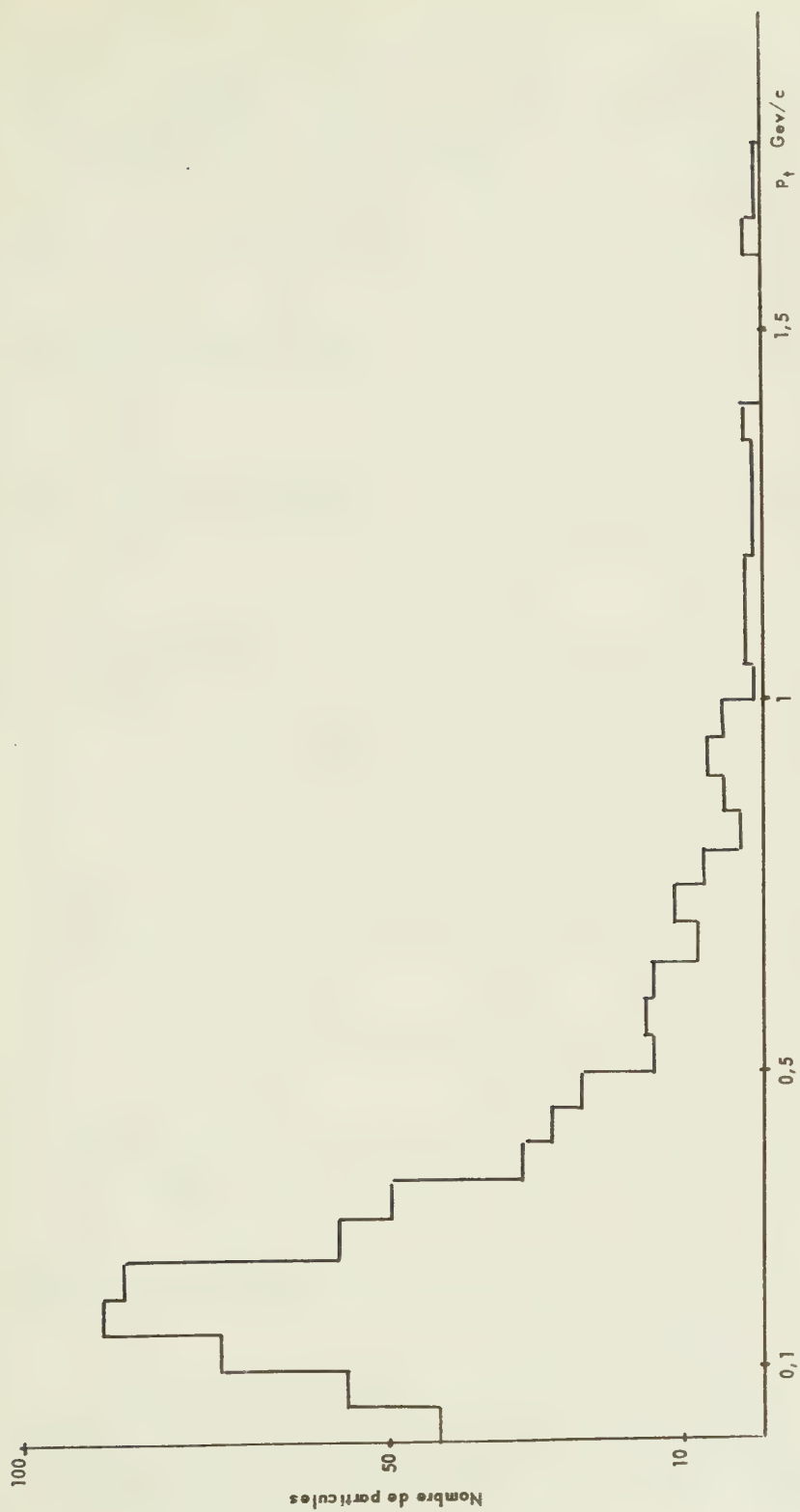


Fig. 3-13 - Distribution des quantités de mouvement transverses.

Puisque nous n'avons pas une distribution gaussienne, nous caractériserons son étalement en définissant un intervalle à l'intérieur duquel se trouvent 67 % des événements distribués, et à l'extérieur duquel il y en a 16 % de chaque côté. Nous appellerons "écart" la différence entre la valeur moyenne et les valeurs délimitant cet intervalle.

Nous utiliserons cette façon de caractériser l'étalement d'une distribution non gaussienne dans la suite de ce travail.

Dans le cas de la distribution de p_t , l'intervalle défini ci-dessus est délimité par les valeurs 0,105 et 0,515 GeV/c, ce qui correspond à un "écart" de $\pm 0,205$ GeV/c.

Les distributions de p_t des particules positives et négatives ne présentent pas de différence entre elles. La distribution des p_t des protons décelés a une valeur moyenne de 0,210 GeV/c, et un "écart" de $\pm 0,100$ GeV/c.

Nous avons étudié une variation possible de la valeur moyenne de p_t avec la multiplicité et ($\sum p_L$) (voir figures 3-14 et 3-15), il n'apparaît pas de variation significative. Dans un domaine d'énergie différent du nôtre, Edwards et al. (Ref. 3-9) ont trouvé un résultat identique en ce qui concerne la variation de $\langle p_t \rangle$ avec l'énergie de la particule incidente.

5 - ETUDE DES INTERACTIONS DANS LESQUELLES UNE PARTICULE INSTABLE NEUTRE A ETE OBSERVEE

13 interactions de ce type ont été observées, dont une avec deux particules instables neutres (V^0), dans 11 cas il a été possible de faire une mesure des quantités de mouvement des particules provenant de la désintégration du V^0 .

(Chacune de ces 11 interactions a été repérée par une lettre qui sert aussi à repérer le V^0 produit).

a) Somme des quantités de mouvement des particules observées

Comme on peut le remarquer sur la figure 3-16, l'observation du V^0 modifie sensiblement la valeur du ($\sum p_L$) de chaque interaction.

La valeur moyenne de ($\sum p_L$) est de 35 GeV/c ; en énergie, ces interactions ne se distinguent pas de celles dans lesquelles nous n'avons pas observé de particules instables.

b) Etude relative aux particules chargées produites

Comme pour les interactions dans lesquelles on n'a pas observé de V^0 , nous avons étudié successivement la multiplicité, et les distributions en quantité de mouvement, en angle et en p_t des particules chargées produites.



Fig. 3-14 - Corrélation entre $\langle p_t \rangle$ et n_s

Fig. 3-15 - Corrélation entre $\langle p_t \rangle$ et $\sum p_L$

Fig. 3-16 a - $Le \nu^0$ est inclus

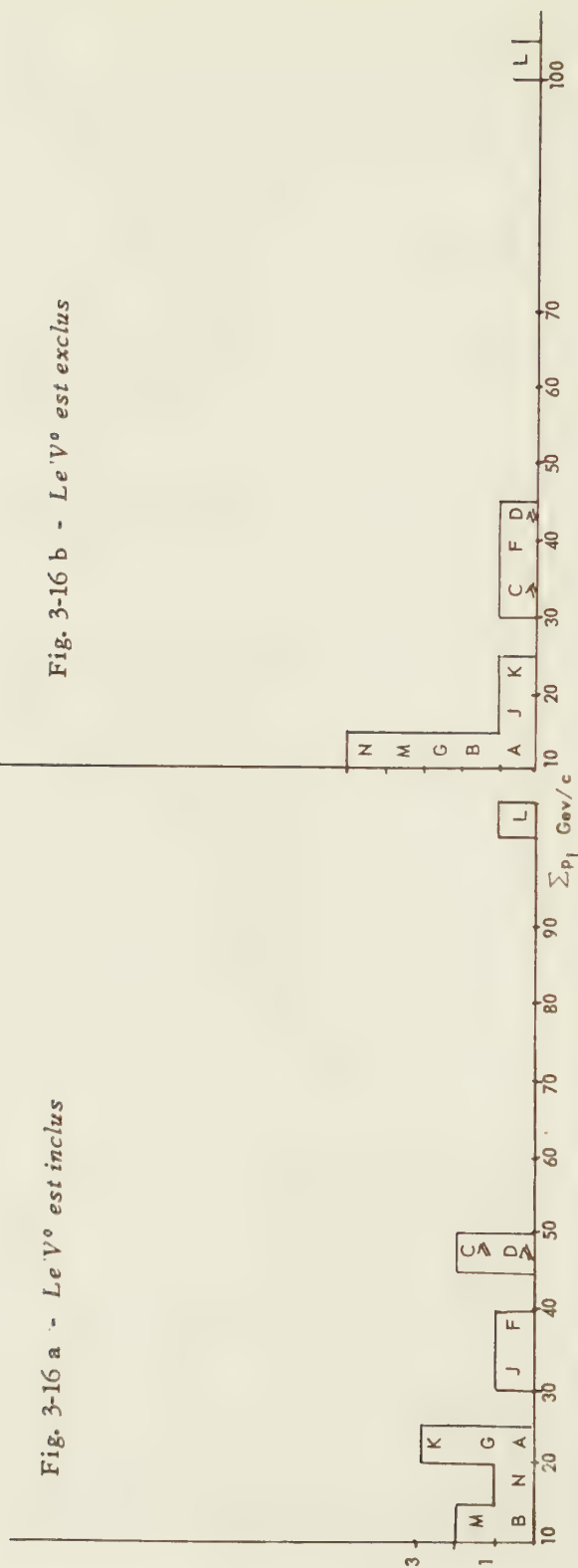


Fig. 3-16 - Somme des quantités de mouvement des particules des interactions dans lesquelles on a observé un ν^0 .

i) La valeur moyenne de la multiplicité n_s est 6,9 chiffre semblable à celui que nous avons obtenu en III-4.

ii) La distribution des inverses des quantités de mouvement des particules chargées (fig. 3-17) ne diffère pas de celle de III-4, les V^0 au contraire, ont une distribution très étalée (voir fig. 4-1).

Le petit nombre de particules chargées emportant une quantité de mouvement suffisante pour produire des V^0 d'énergie semblable à ceux que nous avons observés, nous porte à penser que ces V^0 ont été produits directement dans l'interaction de la particule incidente plutôt que dans une interaction postérieure avec d'autres nucléons, à moins qu'ils ne soient produits par les quelques particules secondaires très énergiques; leur section efficace de production de V^0 serait alors très grande.

iii) La distribution angulaire (fig. 3-18) ne diffère pas de celle de III-4; celle des V^0 nous indique qu'ils sont tous émis à un angle inférieur à 20° .

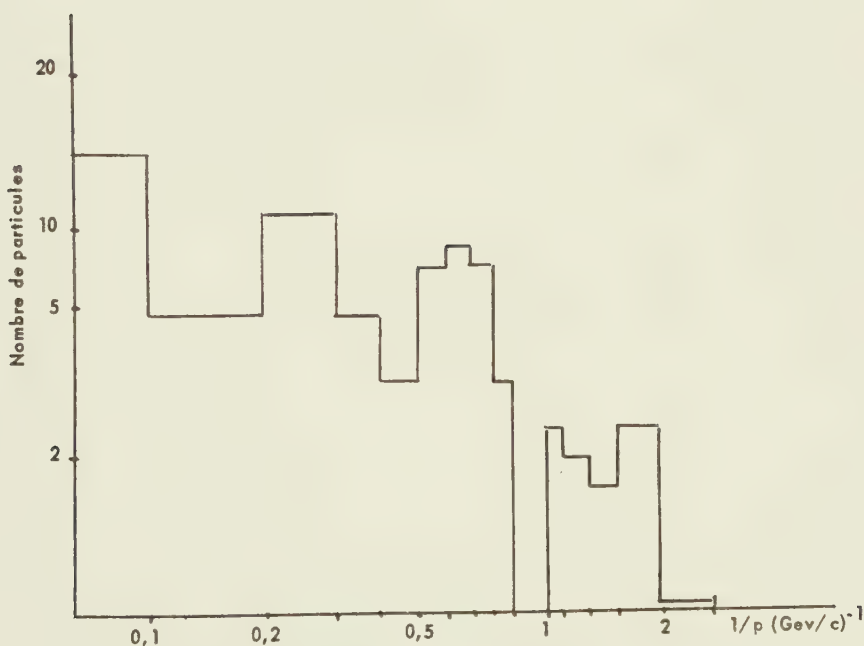


Fig. 3-17 - Distribution des $1/p$ des particules des interactions avec un V^0 observable.

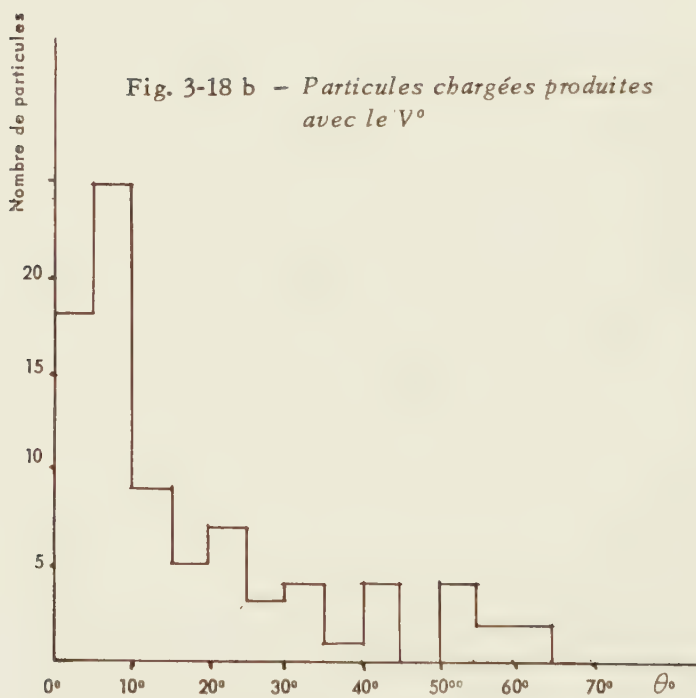
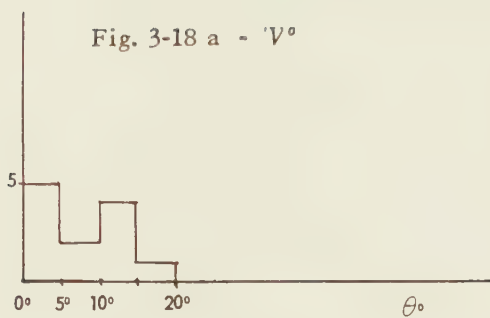


Fig. 3-18 - *Distribution angulaire des particules des interactions avec V^0 observés.*

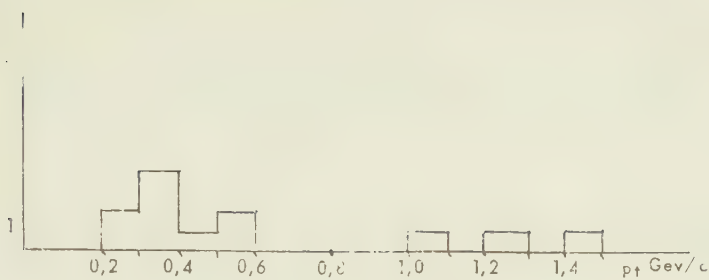


Fig. 3-19 - Distribution des p_t des V^0



Fig. 3-20 - Distribution des p_t des particules chargées des interactions avec V^0 observées.

Ceci ne paraît pas dû uniquement à la diminution de la probabilité d'observation des V^0 dans la chambre lorsque leur angle d'émission augmente. Comme pour les autres particules (voir fig. 3-12), la quantité de mouvement diminue lorsque l'angle d'émission augmente. En tenant compte de ces résultats un calcul nous a montré que la probabilité d'observation dans la chambre varie très peu jusqu'à 40° environ.

iv) La distribution en p_t des V^0 (fig. 3-19) fournit une valeur moyenne de 0,59 GeV/c avec un "écart" (voir III-4-e) de + 0,6 et de - 0,3 GeV/c. Celle des particules chargées (fig. 3-20) donne $\langle p_t \rangle = 0,310$ GeV/c et un "écart" de + 0,240 et - 0,180 GeV/c. Nous n'avons pas non plus observé de différence entre les distributions de p_t des particules positives et négatives.

Un test de χ^2 a indiqué une différence significative entre la distribution des p_t des particules chargées des interactions avec V^0 observables et la distribution normalisée des p_t des particules chargées des interactions sans V^0 observables; la principale contribution au χ^2 provient d'un excès de particules ayant des p_t de 0,5 GeV/c environ produites dans les interactions avec V^0 observables. Ceci peut indiquer la présence dans ces interactions d'une plus grande proportion de particules d'une autre nature que les mésons π qui accompagneraient le Λ^0 , on peut penser en particulier aux mésons K associés à la production de θ^0 et de 1^0 .

C'est la seule différence qui apparaît entre les interactions avec V^0 visibles et celles dans lesquelles nous n'en avons pas observés.

ETUDE DES PARTICULES INSTABLES

1 - PARTICULES INSTABLES NEUTRES

Dans 13 interactions, nous avons observé 14 V^0 , à partir des informations obtenues, nous avons essayé de déterminer leur nature. Ce sera l'objet de ce chapitre. Chaque V^0 a été caractérisé par une lettre particulierisant l'interaction dont il provient (cf. III-5).

a) Appartenance à l'interaction.

Si la particule instable neutre a été produite dans l'interaction et si, dans sa désintégration, elle n'a fourni que deux particules, le vecteur représentant la somme des quantités de mouvement de ces deux particules doit passer par l'origine de l'interaction. Pour mettre ce fait en évidence, nous avons comparé la direction de ce vecteur avec celle de la droite qui réunit le point de désintégration du V^0 à l'origine de l'interaction.

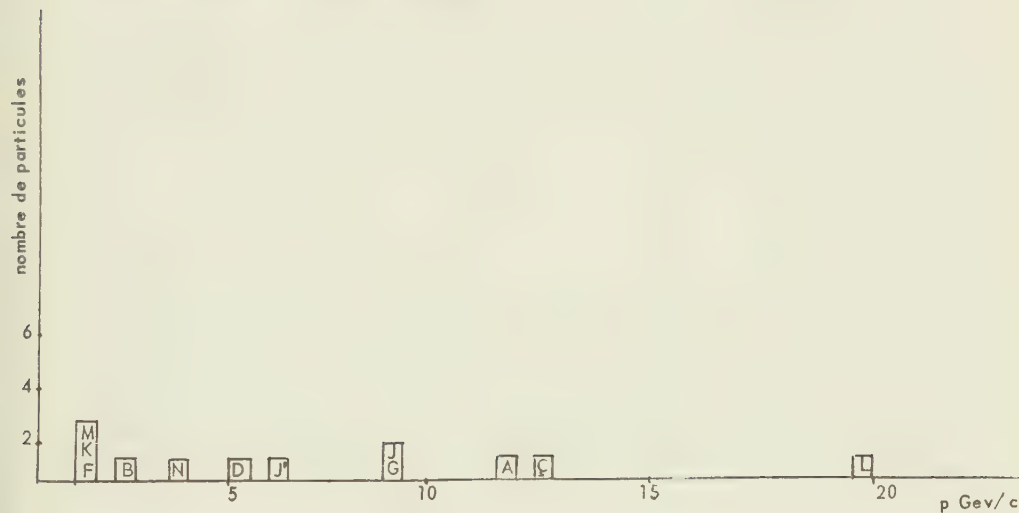


Fig. 4-1 - Quantité de mouvement des V^0 observés

La différence entre ces directions était toujours inférieure à l'écart calculé en tenant compte des erreurs. Ces erreurs proviennent de :

- la position de l'origine de l'interaction,
- la position du point de désintégration du V^0 , et
- la direction des particules produites dans la désintégration.

Les V^0 observés peuvent tous être considérés comme provenant de l'origine de l'interaction, et se désintégrant en deux corps.

b) Quantité de mouvement.

Deux V^0 ayant leurs produits de désintégration visibles sur 10 cm seulement, n'ont pas pu être mesurés. Sur la distribution des quantités de mouvement des 12 autres, (cf. figure 4-1) on remarque que 8 d'entre eux ont plus de 3 Gev/c.

c) Diagramme Podolanski-Armenteros (cf. Ref. 4-2)

On peut représenter un V^0 qui se désintègre en deux particules chargées par un point sur un diagramme pour lequel on porte en ordonnée la quantité de mouvement transverse (p_t) de ces particules chargées, et en abscisse la quantité :

$$\gamma = \frac{p_+^2 - p_-^2}{p_0^2}$$

p_0 , p_+ , et p_- étant respectivement les quantités de mouvement du V^0 , et des particules positive et négative produites dans sa désintégration. Un mode de désintégration donné sera représenté sur ce diagramme par une famille d'ellipses de paramètre p_0 . Si p_0 est plus grand que 2 Gev/c, l'ensemble des ellipses correspondant à un mode de désintégration donné est très concentré et peut être représenté approximativement par une seule ellipse correspondant à p_0 infini.

Sur la figure 4-2 nous avons tracé les ellipses représentant les modes de désintégration :

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + 37,9 \text{ Mev. et}$$

$$\theta_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 217 \text{ Mev. (Ref. 4-3)}$$

pour $p_0 > 2 \text{ Gev/c}$.

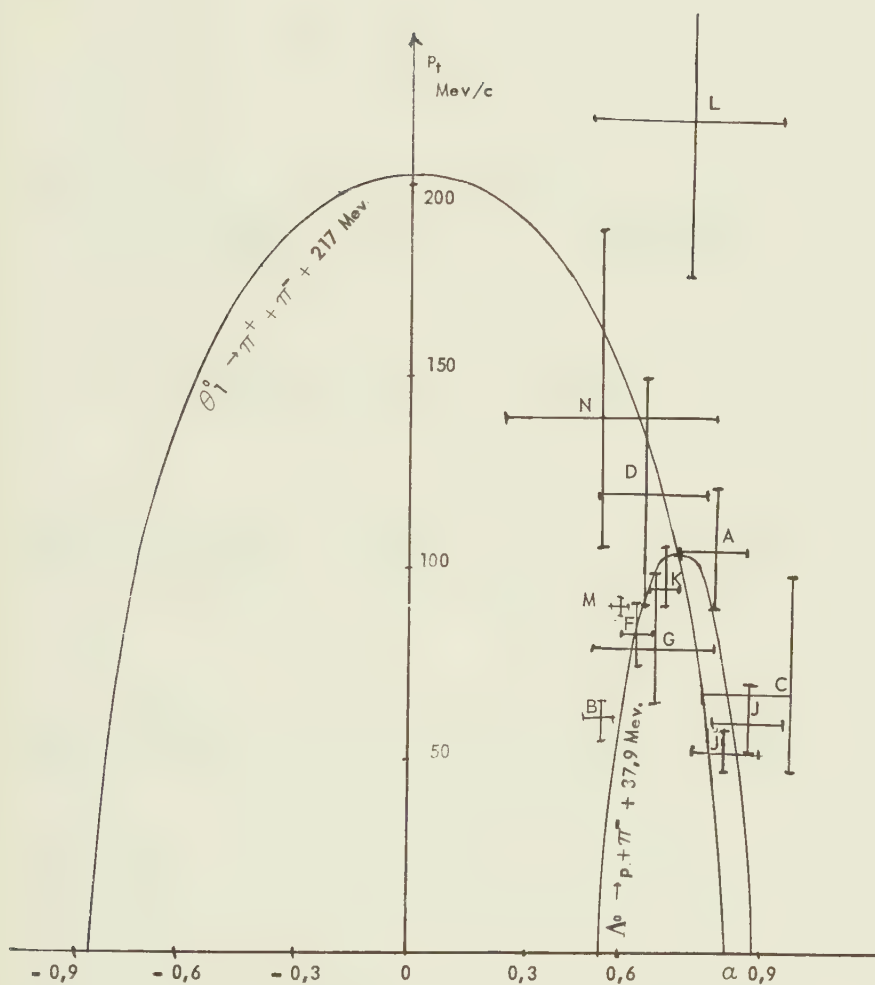


Fig. 4-2 - Diagramme Podolski-Armenteros

Fig. 4-3a - Hypothèse Λ^0

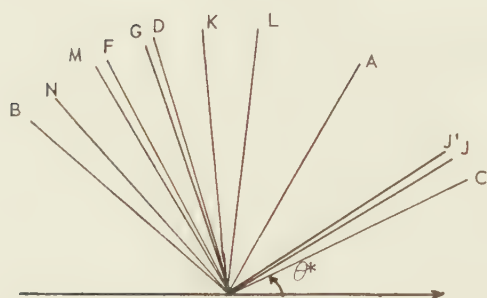


Fig. 4-3B - Hypothèse θ_1^0

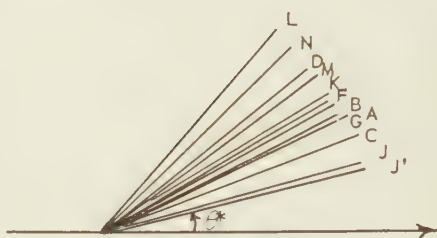


Fig. 4-3 - Répartition des θ^* des secondaires positifs des V^0

Nous avons disposé sur cette figure les points obtenus expérimentalement; les erreurs indiquées pour ces points ont été calculées à partir des valeurs extrêmes des quantités de mouvement et de l'angle entre les deux particules.

Tous les Λ^0 donnent des $a > 0$, alors les θ_1^0 donnent des valeurs de a qui, a priori, ont la même probabilité d'être positives ou négatives. L'examen de la figure 4-2 montre que les 12 V^0 mesurables ont des a positifs. Cet examen peut être illustré d'une autre manière par la distribution (voir figure 4-3) des angles θ^* entre la ligne de vol du V^0 et la direction d'émission de la particule positive, dans le système où le V^0 est en repos, en faisant l'hypothèse que les V^0 observés sont, soit tous des θ_1^0 , soit tous des Λ^0 .

On remarque dans le cas de l'hypothèse θ_1^0 une forte anisotropie vers l'avant tandis que la répartition est isotrope lorsque l'on fait l'hypothèse Λ^0 . Si nous supposons que l'émission est isotrope, l'examen des figures 4-2 et 4-3 (qui sont la représentation du même phénomène de deux manières différentes) nous porte à croire que parmi les V^0 observés, il y a une forte proportion de Λ^0 .

A titre de comparaison nous avons représenté sur la figure 4-4 le diagramme Podolanski - Armenteros relatif à 5 V^0 observés dans des

interactions de $(\Sigma p_L) < 10 \text{ Gev}$, trouvées dans les 9600 photos étudiées. On remarque une distribution plus homogène que sur la figure 4-2.

d) Nombre de Λ^0 et de θ^0 réellement produits dans le lot d'interactions.

Pour calculer ce nombre, nous avons deux informations: le nombre de Λ^0 et de θ_1^0 parmi les V^0 observés, et l'efficacité de détection des V^0 par notre appareillage.

Des 12 V^0 représentés sur le diagramme Podolanski - Armenteros (figure 4-2), 3 sont situés dans une région où cinématiquement il est interdit de trouver un Λ^0 ; les 9 autres sont dans la région où α est positif et où $50 \text{ Mev/c} < p_t < 100 \text{ Mev/c}$. Si on suppose que les produits de désintégration d'un V^0 sont émis isotropiquement dans le système du V^0 au repos, 86% des Λ^0 se trouveront dans la région définie plus haut, et 8% seulement des θ_1^0 . Ainsi on peut s'attendre à avoir 10,5 fois plus de Λ^0 que de θ_1^0 dans cette région du diagramme lorsqu'on dispose d'un lot de V^0 dans lequel les Λ^0 et θ_1^0 sont à égalité.

Nous aurions donc observé 8 Λ^0 et 4 θ_1^0 ; chaque V^0 non mesurable ayant deux fois plus de chance d'être un Λ^0 qu'un θ_1^0 , ces chiffres deviennent: $(9,5 \pm 0,9) \Lambda^0$ et $(4,4 \pm 0,9) \theta_1^0$.

Nous allons maintenant évaluer l'efficacité de détection des V^0 par notre appareillage.

Le volume de la chambre dans lequel nous pouvons observer avec certitude une particule qui se désintègre est défini par (voir II-2 a):

$$\begin{aligned} & - 280 \text{ mm} < x < + 280 \text{ mm} \\ & + 150 \text{ mm} < y < + 300 \text{ mm} \\ & - 210 \text{ mm} < z < + 320 \text{ mm}, \end{aligned}$$

nous appellerons ce volume la "zone visible".

Nous avons mesuré la distance L que le V^0 aurait parcourue dans la "zone visible", s'il ne s'était pas désintégré en chemin. La probabilité qu'il avait de se désintégrer est:

$$P_{(L)} = \exp. (-l'/\lambda) = \exp. (-l/\lambda)$$

où : λ est la distance moyenne parcourue avant désintégration par un V^0 de même énergie que celui que l'on considère,

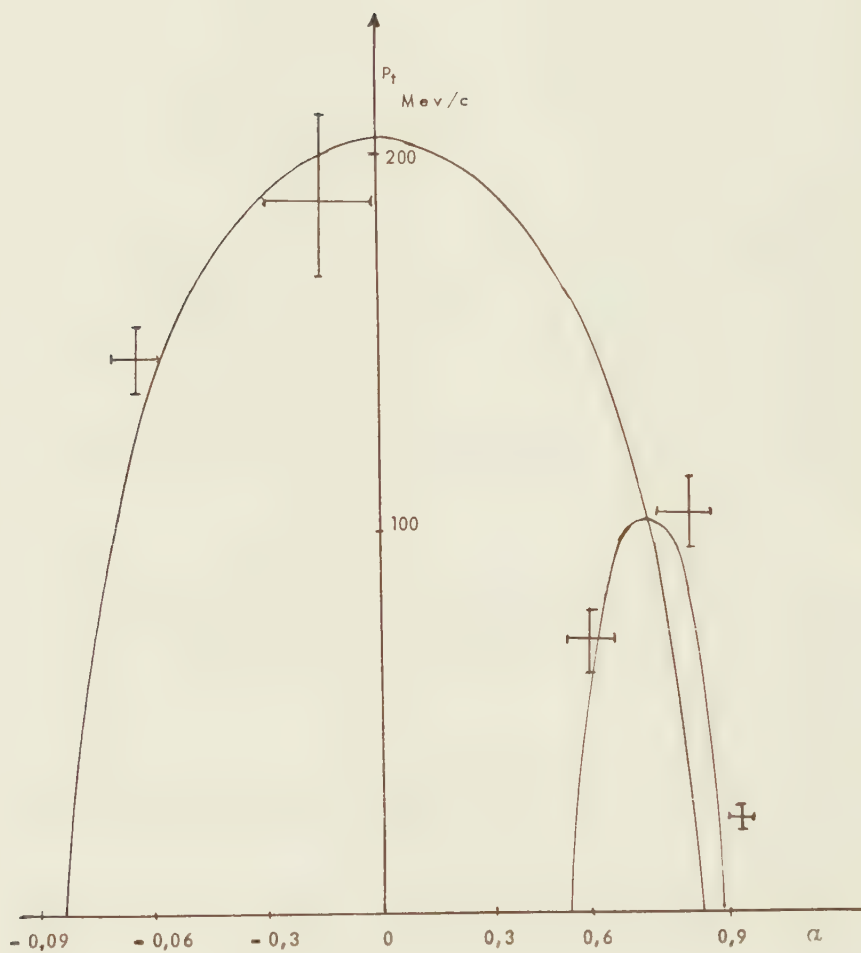


Fig. 4-4 - Diagramme Podolanski-Armenteros des V^0 produits dans les interactions de $\Sigma P_L < 10 \text{ GeV}/c$, observées dans le même lot de photographies que les 117 interactions étudiées.

- l' est la distance entre l'origine de l'interaction et l'entrée de la particule dans la "zone visible", et

- l est $(l' + L)$.

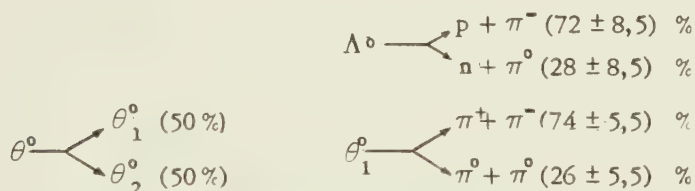
Nous avons calculé $P_{(L)}$ dans chaque cas particulier pour les deux hypothèses Λ^0 et θ_1^0 . En prenant comme vie moyenne du Λ^0 et du θ_1^0 , $3 \cdot 10^{-10}$ s, et 10^{-10} s respectivement (Ref. 4-1) nous avons trouvé:

Hypothèse Λ^0 : $\langle 1/P_{(L)} \rangle = 2$

Hypothèse θ_1^0 : $\langle 1/P_{(L)} \rangle = 1,9$

avec des écarts quadratiques moyens de 0,5 et 0,7 respectivement. L'efficacité de détection est donc la même pour les deux types de particules si nous supposons qu'elles sont créées avec des répartitions en angle et en quantité de mouvement semblables.

En utilisant les rapports de branchement suivants entre les différents modes de désintégration connus (Ref. 4-5):



nous estimons que le nombre de Λ^0 et de θ^0 produits dans les 117 interactions est de:

$(26 \pm 12) \Lambda^0$, et

$(11 \pm 7) \theta_1^0$ correspondant à $(22 \pm 14) \theta^0$.

2 - PARTICULES INSTABLES CHARGÉES

Dans trois interactions nous avons observé une particule instable chargée ($V^\pm$) par sa désintégration; les renseignements obtenus sur ces particules sont rassemblés dans la table ci-après:

Signe	Qté de mouvt du $V^\pm$ (Gev/c)	Qté de mouvt du sec. chargé (Gev/c)	Qté de mouvt. du sec. neutre (Gev/c)	Angle de désintégration
$+$	$p > 11$	trop court	?	1°
-	trop court	$0,61 \pm 0,02$	?	$6,1^\circ$
-	trop court	$0,2 \pm 0,01$	$2,78 \pm 0,3$	$25,3^\circ$

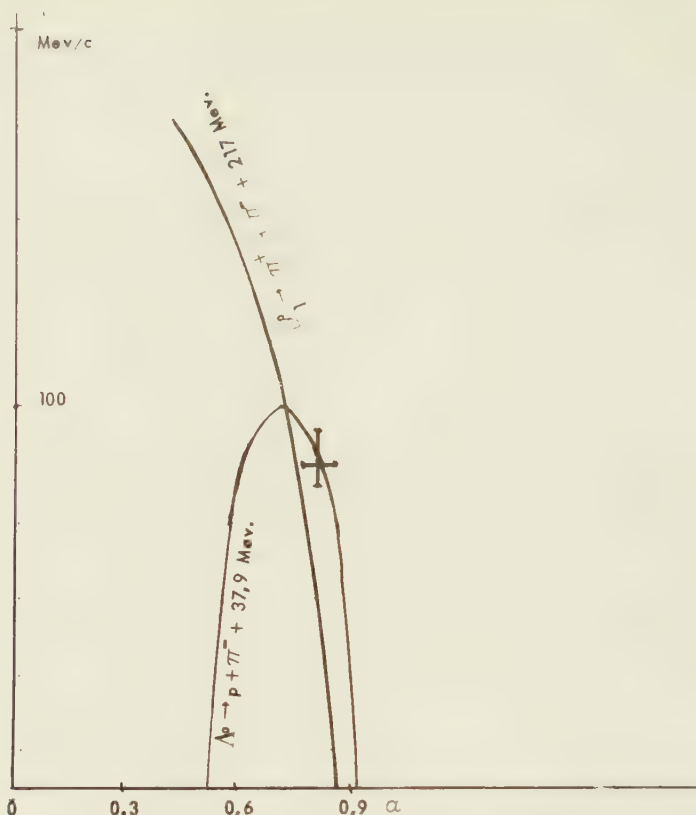


Fig. 4-5 - Position sur le diagramme Podolanski-Armenteros du V^0 produit dans la même interaction qu'un V^- .

La troisième particule du tableau ci-dessus est accompagnée d'un V^0 qui se désintègre à 1 cm du point de désintégration du V^- . La direction de la quantité de mouvement du V^0 coïncide avec celle de la droite joignant le point de désintégration du V^0 au point de désintégration du V^- et à l'origine de l'interaction. Placé sur un diagramme Podolanski-Armenteros, (voir figure 4-5), le V^0 est plus compatible avec un Λ^0 qu'avec un $\bar{t}_1^0$.

On peut donc penser que ce V^- est un Ξ^- se désintégrant de la façon suivante: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$.

Ayant peu de résultats expérimentaux, il est difficile de calculer l'efficacité de détection des hyperons chargés, surtout à cause de la difficulté de repérer de petits angles de désintégration particulièrement lorsque la particule se désintègre près du haut ou du bas de la chambre.

La probabilité qu'avaient les trois particules observées de se désintégrer dans la zone visible de la chambre est de 80 % pour des hyperons et de 1 % environ pour des mésons K. Le nombre d'hyperons chargés observés est donc bien inférieur à celui des V^0 , ce qui peut signifier qu'ils sont produits en plus petite quantité, ou que leurs distributions en énergie et angle d'émission sont très différentes de celles des V^0 .

CHAPITRE V

DEUX LOTS D'INTERACTIONS : CELLES QUI ONT EU LIEU AVEC UN SEUL NUCLEON, ET CELLES DANS LESQUELLES PLUSIEURS NUCLEONS DU NOYAU D'ALUMINIUM SONT INTERVENUS

Dans ce chapitre, nous allons voir comment nous avons choisi des interactions ayant pu avoir lieu avec un seul nucléon.

Nous comparerons leurs propriétés avec celles des interactions dans lesquelles plusieurs nucléons interviennent.

1 - DYNAMIQUE DES INTERACTIONS

Soit m la masse de la particule incidente.

Soit M la masse de la particule-cible.

Posons : U et P l'énergie totale et la quantité de mouvement de la particule incidente,

u , p , et θ l'énergie totale, la quantité de mouvement et l'angle d'émission par rapport à la direction incidente, d'une particule après l'interaction.

Nous distinguerons parmi les particules existant après l'interaction, celles qui sont apparues (et que nous appellerons "créées" dans la suite du texte) et les deux particules qui ont interagi : la particule incidente et la particule-cible.

Les quantités relatives à ces deux particules ont été notées avec les indices 1 et 2 (l'indice 1 indiquant la plus énergétique). Pour les particules "créées" nous utiliserons l'indice i .

L'application des lois de conservation nous donne :

$$P = \left(\sum_i p_i \cos \theta_i \right) + p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2$$

$$O = \left(\sum_i p_i \sin \theta_i \right) + p_1 \sin \theta_1 + p_2 \sin \theta_2$$

$$M + U = \left(\sum_i u_i \right) + u_1 + u_2$$

d'où l'on peut tirer :

$$U - P + M = \left[\sum_i (u_i - p_i \cos \theta_i) \right] + (u_1 - p_1 \cos \theta_1) + (u_2 - p_2 \cos \theta_2)$$

Dans le domaine d'énergie que nous considérons, nous avons : (puisque $p^2 \gg m^2$)

$$U \simeq P (1 + m^2/2P^2)$$

Si nous posons (voir Ref. 5-1) $d = (u - p \cos \theta)$, toute interaction doit satisfaire à la relation :

$$(\sum_i d_i) + d_1 + d_2 = M + m^2/2P$$

si on ne tient pas compte de l'agitation des nucléons à l'intérieur du noyau.

Pour appliquer cette relation il faut avoir des renseignements sur toutes les particules produites, dans notre cas, nous n'avons d'informations que sur les particules chargées. Toute interaction ayant eu lieu avec un seul nucléon du noyau devra donc obligatoirement satisfaire à la relation :

$$\sum d^{\pm} \leq M = 0,938 \text{ Gev.}$$

($\sum d^{\pm}$) est la somme des valeurs de d des particules chargées). Tous les événements qui répondent à ce critère ne sont pas forcément des interactions avec un seul nucléon, mais les interactions avec un seul nucléon doivent satisfaire à ce critère.

Dans tout ce qui suit, les calculs de $\sum d^{\pm}$ pour chaque interaction seront faits en tenant compte de la nature des particules lorsqu'elle a pu être établie.

Dans le cas contraire, on a fait l'hypothèse que les particules étaient des mésons π . D'après les références 3-8, 3-9, 3-10 et 3-11, ceci semble être vrai dans 80 % des cas.

Si on tient compte de l'agitation des nucléons dans le noyau, la relation à laquelle doit satisfaire une interaction ayant eu lieu avec un seul nucléon devient :

$$\sum d^{\pm} \leq 1,2 \text{ Gev}$$

si on prend 200 Mev/c comme quantité de mouvement maximum (Réf. 5-2). Dans la suite du texte nous appellerons multiples les interactions dans lesquelles interviennent plusieurs nucléons du noyau d'aluminium et simples celles qui ont eu lieu avec un seul nucléon.

2 - CLASSEMENT DES INTERACTIONS AVEC DES PARTICULES DONT L'IONISATION EST SUPERIEURE AU MINIMUM

Nous avons vu antérieurement (voir III-3 b) que la grosse majorité des particules dont l'ionisation est supérieure au minimum sont des protons. Nous allons envisager séparément les interactions dans lesquelles nous avons observé une ou plusieurs particules de cette nature.

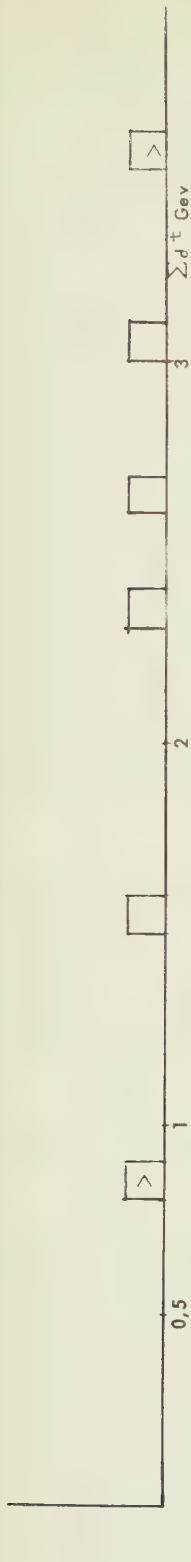


Fig 5-1 - Distribution des $\Sigma d^{\pm}$ des interactions ayant plus d'un proton d'ionisation supérieure au minimum
(Le signe > indique que dans ce cas, un proton fortement ionisant a été vu sans que l'on puisse mesurer sa quantité de mouvement, la valeur de $\Sigma d^{\pm}$ est donc ici inférieure d'au moins 0,76 GeV à la vraie valeur).

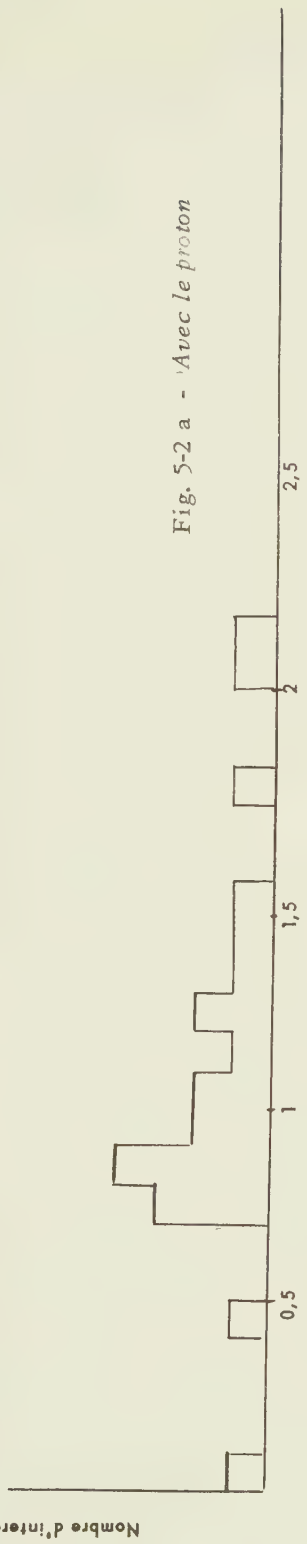


Fig. 5-2 a - Avec le proton



Fig. 5-2 b - Le proton a été retiré

Fig. 5-2 - Distribution des $\Sigma d^{\pm}$ des interactions ayant un proton d'ionisation supérieure au minimum.



Fig 5-3 - Distribution des $\Sigma d^{\pm}$ des interactions sans particules d'ionisation supérieure du minimum.

a) Interactions avec plusieurs protons identifiés

Ce sont certainement des interactions multiples. Les six interactions observées se répartissent de la façon suivante :

- 3 avec 2 protons identifiés,
- 2 avec 3 protons identifiés,
- 1 avec 8 protons identifiés.

Lorsque nous calculons leurs valeurs de $\Sigma d^\pm$, nous nous apercevons qu'elles sont toutes supérieures à 1,5 Gev (voir figure 5-1). Ce qui est en accord avec le fait qu'elles ont eu lieu avec plus d'un nucléon.

b) Interactions avec un seul proton identifié

Parmi ces interactions, au nombre de 22, nous choisirons les multiples en appliquant le critère étudié en V-1.

L'étude de la répartition des valeurs de $\Sigma d^\pm$ (voir fig. 5-2 a) nous amène à choisir :

- 8 interactions multiples, e
- 14 interactions simples.

Il nous a paru intéressant d'étudier la répartition des valeurs de $\Sigma d^\pm$ que nous aurions obtenue si nous n'avions pas vu le proton (voir figure 5-2 b).

L'absence du nucléon, due à son absorption dans le producteur si c'était un proton, ou à l'impossibilité de l'observer si c'était un neutron, nous aurait menés à la conclusion suivante :

- 2 interactions multiples, et
- 20 interactions simples.

En comparant les figures 5-2 a et 5-2 b on remarque que toutes les interactions dont $\Sigma d^\pm < 1,2$ Gev sur la figure 5-2 a ont $\Sigma d^\pm < 0,5$ Gev sur la figure 5-2 b tandis que tous les événements ayant $\Sigma d^\pm > 1,2$ Gev sur la figure 5-2 a ont $\Sigma d^\pm > 0,5$ Gev sur la figure 5-2 b,

Autrement dit, les interactions dans lesquelles on n'a pas vu de proton et dont $0,5 < \Sigma d^\pm < 1,2$ Gev, sont peut-être multiples. Cette remarque va être utilisée dans le choix des interactions simples sans particules d'ionisation supérieure au minimum.

3 - CLASSEMENT DES INTERACTIONS SANS PARTICULES D'IONISATION SUPERIEURE AU MINIMUM

La répartition des valeurs de $\Sigma d^\pm$ (figure 5-3) donne :

- 3 interactions dont $\Sigma d^\pm > 1,2$ Gev,
- 18 interactions dont $0,5$ Gev $< \Sigma d^\pm < 1,2$ Gev, et
- 52 interactions dont $\Sigma d^\pm < 0,5$ Gev.

L'application du critère étudié en V-1 nous permet de dire que 3 évènements sont multiples.

La remarque faite à la fin de la section précédente nous porte à croire que parmi les 18 évènements dont $0,5 < \Sigma d^{\pm} < 1,2$ Gev, un grand nombre doit correspondre à des interactions multiples dont nous n'avons pas vu le ou les nucléons. Ces nucléons ayant pu être des neutrons ou des protons trop peu énergiques pour être visibles à l'extérieur du producteur, nous considérons que ces 18 évènements sont multiples.

Au total parmi ces interactions nous aurions :

21 multiples, et

52 simples.

4 - CLASSEMENT DES INTERACTIONS DANS LESQUELLES ON A OBSERVE UNE PARTICULE INSTABLE

a) Particules instables neutres

Parmi les 13 interactions de ce type :

2 contenaient 3 protons identifiés par leur ionisation,

3 contenaient 1 proton identifié par son ionisation,

8 contenaient 0 proton identifié par son ionisation.

L'application du critère $\Sigma d^{\pm} < 1,2$ Gev répartit ce lot en :

4 interactions multiples, et

9 interactions simples.

b) Particules instables chargées

Les 3 interactions de ce type se répartissent en :

1 avec 2 protons identifiés, et

2 sans proton identifié.

En appliquant le même critère que précédemment, on trouve :

2 interactions multiples, et

1 interaction simple.

5 - NOMBRE D'INTERACTIONS SIMPLES ET MULTIPLES DANS TOUS LES EVENEMENTS OBSERVES

En regroupant les conclusions des sections précédentes, nous avons décelé, parmi les 117 interactions produites dans l'aluminium :

5 interactions dans lesquelles interviennent plus de trois nucléons,

4 interactions dans lesquelles interviennent plus de deux nucléons,

32 interactions dans lesquelles interviennent plus de un nucléon, et 76 interactions simples.

Soit : 65 % d'interactions simples et

35 % d'interactions multiples.

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus dans le système du laboratoire pour ces deux lots d'interactions, en utilisant le même plan que dans le chapitre III. (Les interactions avec particules instables apparentes ont été incluses dans chacun des lots).

Fig. 5-4 a - Interactions
simples

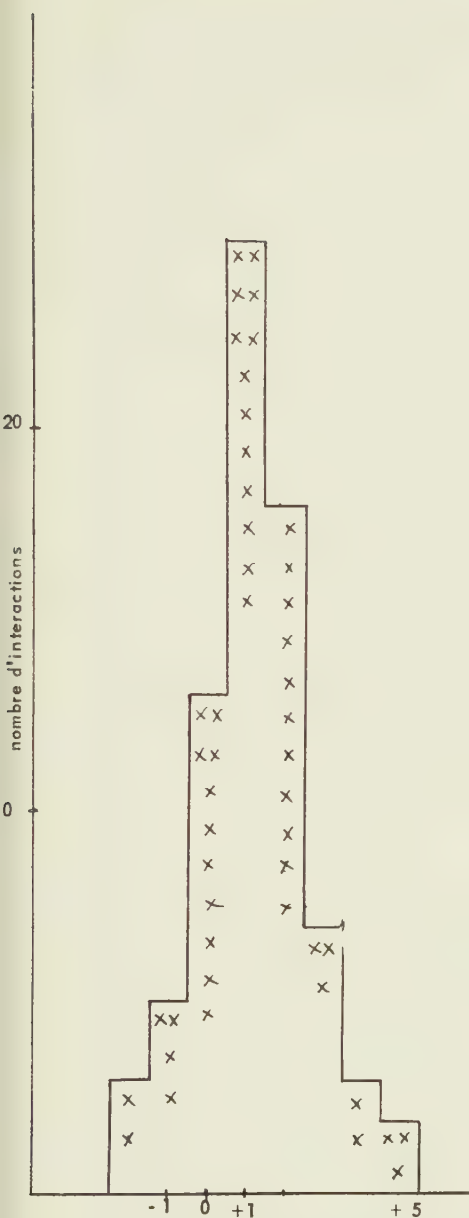


Fig. 5-4 b - Interactions
multiples

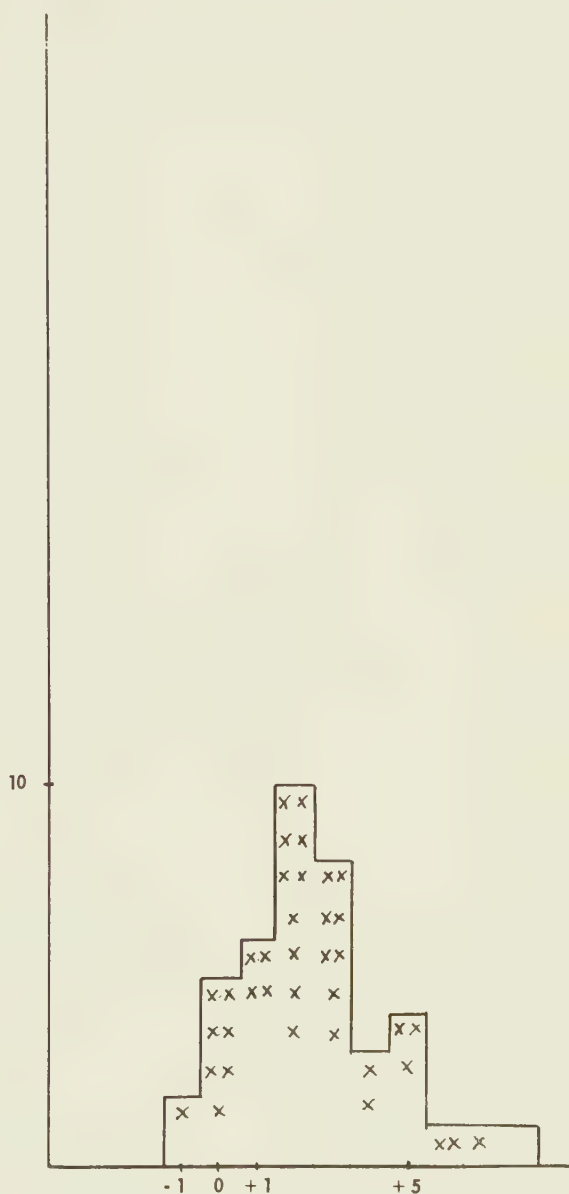


Fig. 5-4 - Distribution des "excès positif"

(x Voir figure 3-1)

Fig. 5-5 a - Interactions simples

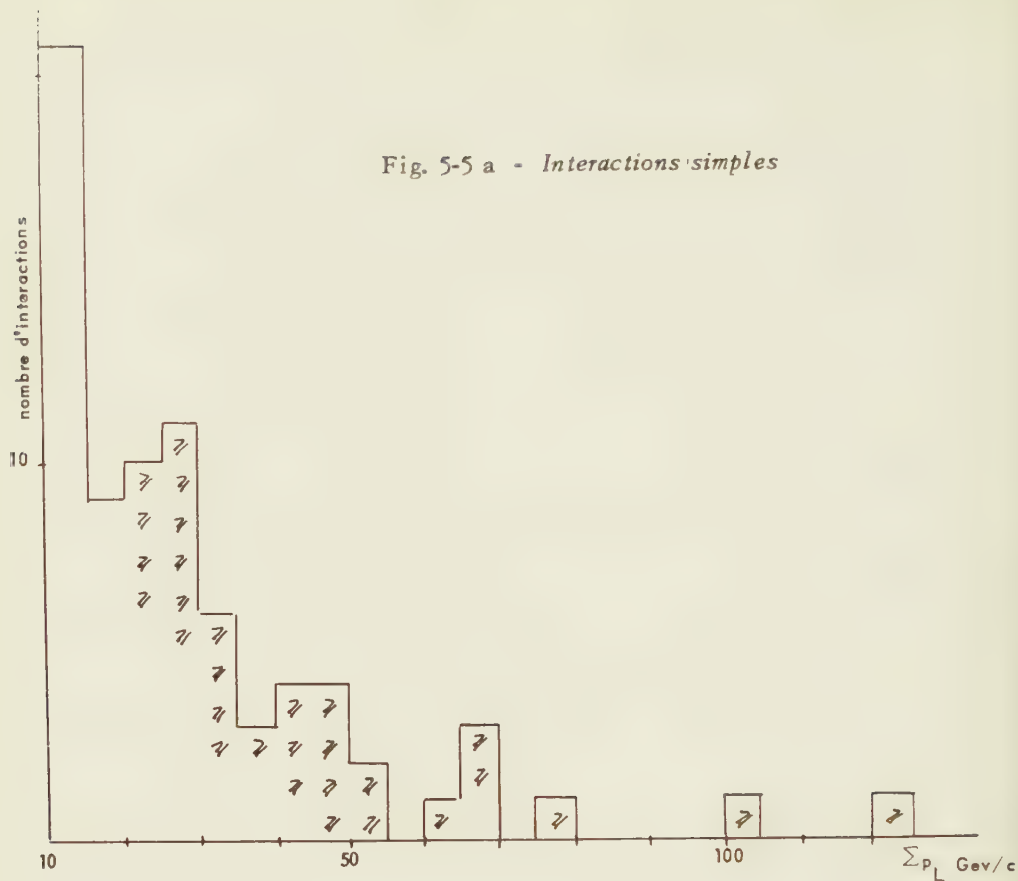


Fig. 5-5 b - Interactions multiples

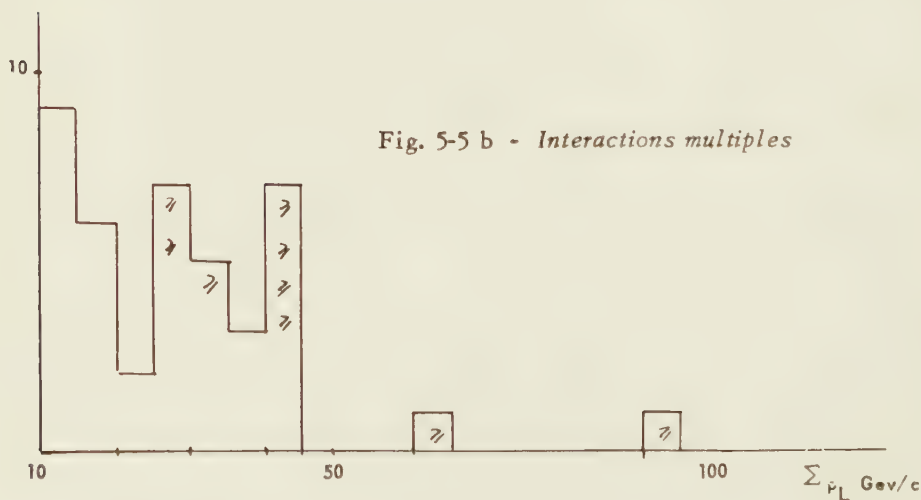


Fig. 5-5 - Distribution de la somme des quantités de mouvement des particules chargées ($>$: Σp_L supérieur ou égal à la valeur indiquée).

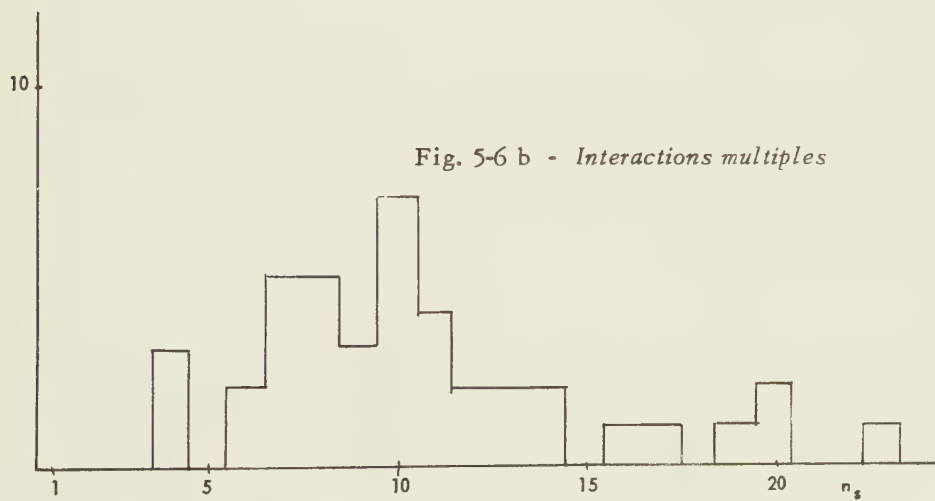
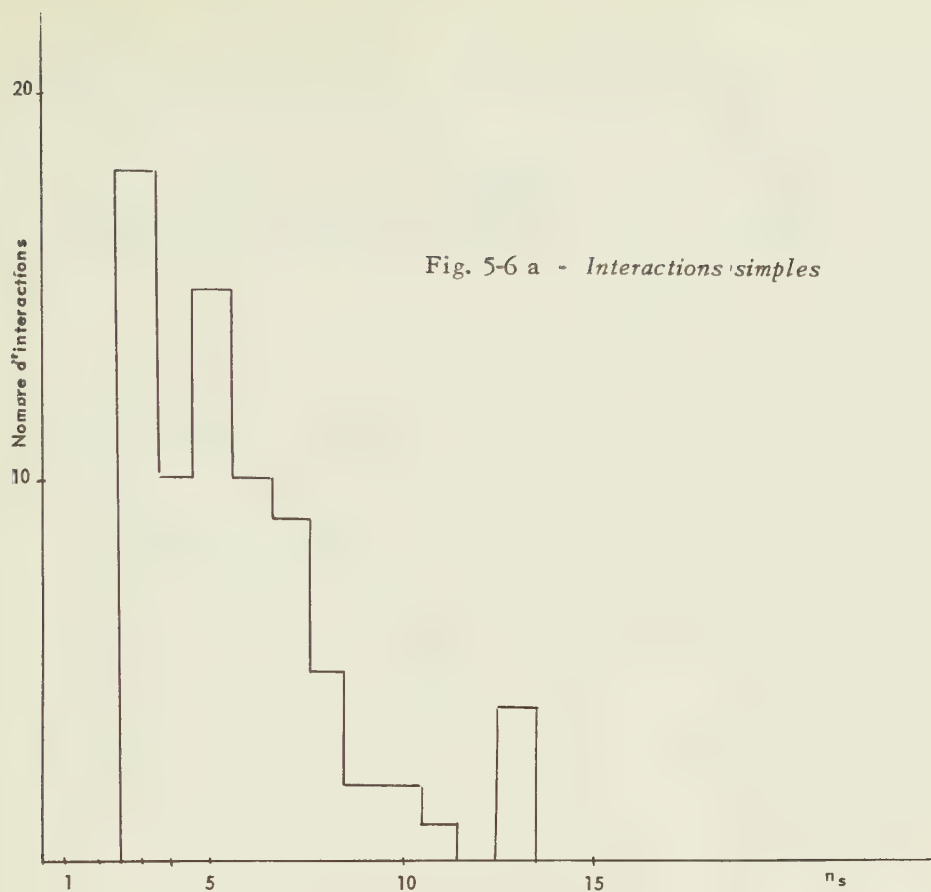


Fig. 5-6 - *Distribution des multiplicités*

6 - COMPARAISON DES DIFFERENTS RESULTATS EXPERIMENTAUX DES INTERACTIONS SIMPLES AVEC CEUX DES INTERACTIONS MULTIPLES

a) Comparaison des "excès positif"

La définition de "l'excès positif" a été donnée en III-2. Les répartitions de cette quantité sont représentées sur la figure 5-4, les valeurs moyennes de ces distributions sont :

- 1,2 pour les interactions simples et
- 2,8 pour les interactions multiples.

Reprenant un raisonnement semblable à celui que nous avons fait en III-2, on trouve que la valeur 1,2 correspond à "l'excès positif" que l'on obtient pour un lot d'interactions ayant eu lieu avec un seul nucléon.

b) Somme des quantités de mouvement des particules chargées

Les deux distributions de cette quantité sont représentées sur la figure 5-5. Les valeurs moyennes sont égales. Les interactions simples et multiples ne se différencient pas en énergie.

c) Multiplicité des particules produites

La répartition de la multiplicité, (voir III-4 - b) est représentée sur la figure 5-6, les valeurs moyennes sont :

- $\langle n_s \rangle = 5,7$ pour les interactions simples et
- $\langle n_s \rangle = 10,7$ pour les multiples.

Il y a donc une forte différence entre les deux lots en ce qui concerne la multiplicité.

Si nous faisons un test de χ^2 pour comparer, comme nous l'avons fait en III-4 - b, la distribution de multiplicité des interactions simples dans l'intervalle $3 \leq n_s \leq 12$ avec une distribution de Poisson de valeur moyenne égale à 5, nous trouvons :

$$\chi^2 = 6,8 \text{ pour 10 intervalles.}$$

La probabilité $P(\chi^2)$ d'avoir dans ce cas une valeur de $\chi^2 > 6,8$ est

$$P(\chi^2) = 72 \%.$$

La compatibilité est donc bonne (cf. Ref. 5-3). Si on suppose qu'elle l'est encore pour $n_s < 3$, nous aurions perdu 8 interactions de $n_s = 2$ et 3 de $n_s = 1$, ce qui ramènerait la valeur moyenne à : $\langle n_s \rangle = 5,2$ pour les interactions simples.

Cette valeur est supérieure à celle que Askovitch et Sitte (Réf. 5-4) ont obtenus pour des éléments légers avec une chambre de Wilson à plaques à des énergies de l'ordre de 25 Gev, et au résultat obtenu par V.S. Barashenkov et al. à 9 Gev, avec des émulsions, (Réf. 6-13) qui, toutes deux, sont de l'ordre de 3,5.

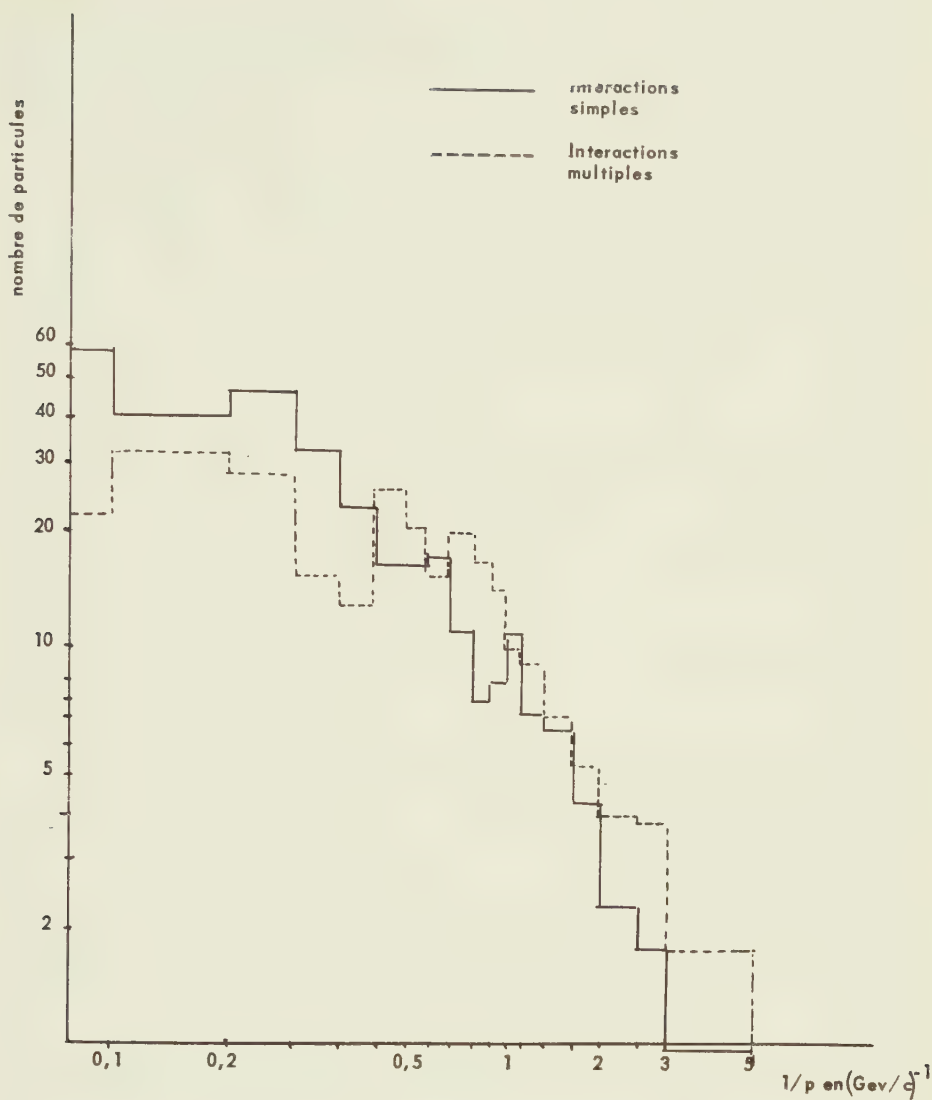


Fig. 5-7 - Distribution des $1/p$ des particules chargées.

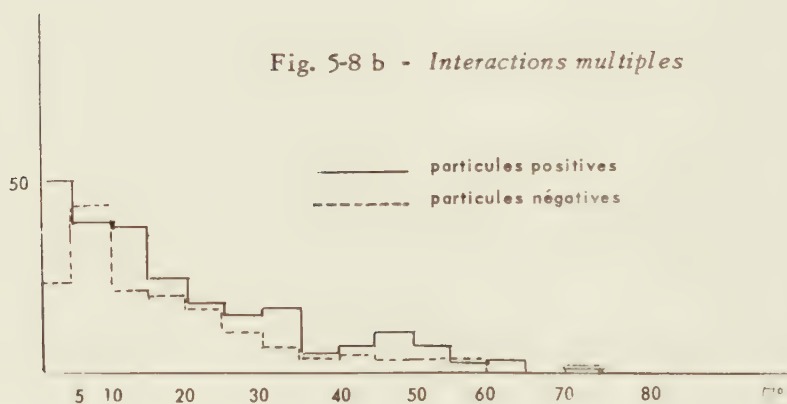
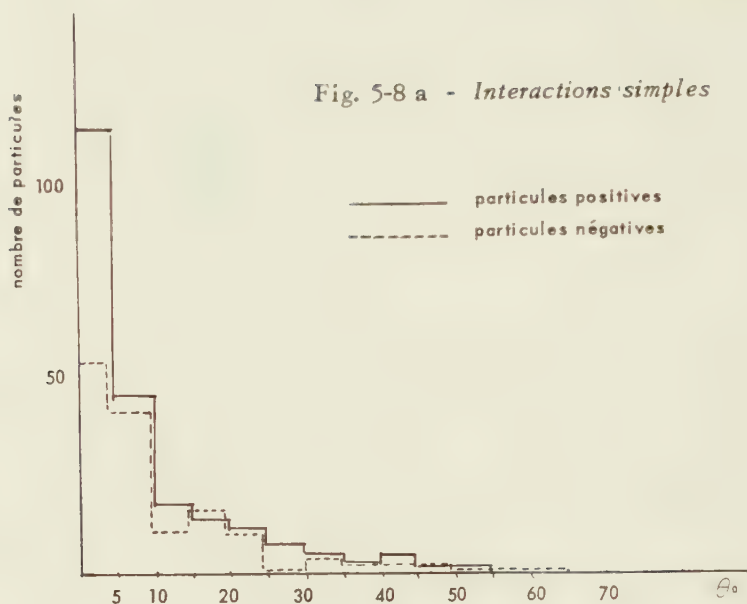


Fig. 5-8 - *Distribution angulaire dans le système du laboratoire*

d) Quantité de mouvement des particules produites

Sur la figure 5-7 nous avons représenté les distributions des inverses des quantités de mouvement des particules chargées. On remarque principalement que le pourcentage de particules de quantité de mouvement inférieure à 1 GeV/c est beaucoup plus grand dans les interactions multiples (40 %, soit 4 par interaction) que dans les simples (28 %, soit 1,5 par interaction).

e) Distribution angulaire

La comparaison des deux distributions représentées sur la figure 5-8 montre que l'émission des secondaires des interactions simples a lieu, dans le système du laboratoire, à des angles plus petits que pour les interactions multiples. On retrouve dans chacun des 2 types d'interaction l'excès de particules positives entre 0° et 5° signalé en III-4.

f) Quantité de mouvement transverse

Les distributions des figures 5-9 a et 5-9 b ont pour valeurs moyennes :

$$\langle p_t \rangle_{\text{simples}} = 0,290 \text{ GeV/c}$$

$$\langle p_t \rangle_{\text{multiples}} = 0,345 \text{ GeV/c}$$

et des "écarts" (voir III-4 e) de $\pm 0,175 \text{ GeV/c}$ et de $\pm 0,225 \text{ GeV/c}$ respectivement.

Alors que pour les interactions simples, il n'y a pas de $p_t > 1 \text{ GeV/c}$, 5 % des particules des interactions multiples ont un p_t supérieur à cette valeur.

Nous avons comparé ces distributions avec l'une des distributions théoriques prévues pour les interactions nucléon-nucléon par Milekhin et Rozental. Nous verrons au chapitre VII la signification de cette courbe théorique et ferons alors l'étude de la comparaison.

g) Conclusion

Les interactions multiples diffèrent des interactions simples par :

- une multiplicité plus grande,
- une distribution angulaire plus étalée,
- un plus grand nombre de particules de quantité de mouvement inférieure à 1 GeV/c, et
- la distribution des p_t des particules secondaires.

Fig. 5-9 a - Evénements simples

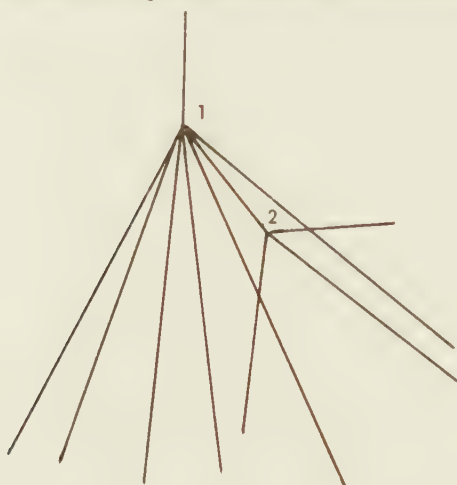


Fig. 5-9 b - Evénements multiples



Fig. 5-9 - Distribution des p_t

L'ensemble de ces quatre caractéristiques semble justifier pour les interactions multiples un modèle d'interaction représenté schématiquement



par la figure ci-contre : la particule incidente interagit avec un nucléon (1) du noyau, l'une des particules produites dans cette interaction interagit avec un autre nucléon (2) et ainsi de suite. Cette seconde interaction se produira à une énergie moins haute que la première ce qui explique les caractéristiques trouvées plus haut.

Cette explication, la plus simple que l'on puisse faire nous semblait suffisante, il ne nous a pas paru opportun de faire intervenir une théorie plus complexe.

ETUDE DES INTERACTIONS SIMPLES DANS LE SYSTÈME DU CENTRE DE MASSE DES DEUX PARTICULES QUI INTERAGISSENT

1 - RAPPEL DE QUELQUES GENERALITES SUR CE SYSTÈME

a) Définition

Considérons deux particules: l'une de masse m en mouvement dans le système du laboratoire et l'autre de masse M , au repos dans ce système. La particule de masse m se dirige vers celle de masse M avec la quantité de mouvement P (cf. fig. 6-1).

Le système du centre de masse des deux particules qui interagissent (que nous appellerons par la suite simplement système du centre de masse) est défini comme étant le système dans lequel la somme vectorielle des quantités de mouvement des particules qui interagissent est nulle.

Nous noterons par un $*$ les variables considérées dans ce système, par exemple P^* sera la quantité de mouvement d'une particule.

A l'aide des transformations de Lorentz, nous pouvons calculer la vitesse β_c de ce système par rapport au système du laboratoire.

La quantité de mouvement de la particule incidente dans ce système est:

$$P^* = \frac{P - \beta_c \sqrt{P^2 + m^2}}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} = \frac{\beta_c \cdot M}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}$$

donc:

$$\beta_c = P / (\sqrt{P^2 + m^2} + M)$$

On a l'habitude de caractériser le système du centre de masse par le facteur de Lorentz $\gamma_c = 1 / \sqrt{1 - \beta_c^2}$, au lieu de β_c .

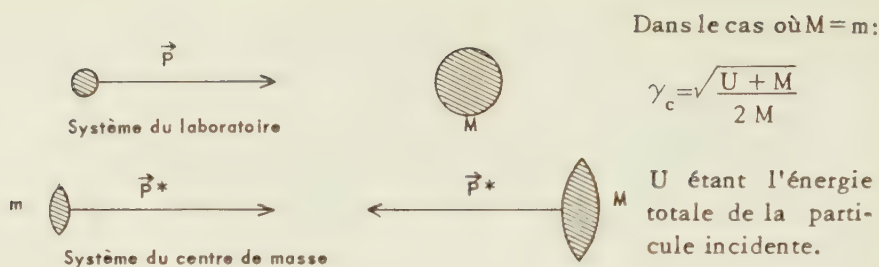


Fig. 6-1 - Schéma d'une interaction

Dans le cas où $M \neq m$:

$$\gamma_c = (U + M) \sqrt{\frac{1}{m^2 + M(2U + M)}}$$

b) Quelques variables relatives aux particules produites

L'intérêt du système du centre de masse réside dans le fait que les lois physiques s'y expriment simplement et que la comparaison des résultats obtenus sur des interactions produites à différentes énergies est plus significative que dans le système du laboratoire. C'est pourquoi nous avons transformé dans ce système les données expérimentales observées dans le système du laboratoire; nous rappellerons dans cette section les formules de transformation qui nous ont servi pour les différentes variables relatives à chaque particule.

i) Quantité de mouvement

Soient u , p , et θ l'énergie totale, la quantité de mouvement, et l'angle d'une particule émise, dans le système du laboratoire, et u^* , p^* et θ^* les mêmes quantités dans le système du centre de masse; les transformations de Lorentz nous donnent:

$$p^* \cos \theta^* = \gamma_c (p \cos \theta - \beta_c \cdot u) \quad (1)$$

$$p^* \sin \theta^* = p \sin \theta, \text{ soit:} \quad (2)$$

$$p^{*2} = \gamma_c^2 (p \cos \theta - \beta_c \cdot u)^2 + p^2 \sin^2 \theta$$

Pour différentes valeurs de γ_c , nous avons tracé des réseaux de courbes $\theta = f(p)$ à p^* constant (voir fig. 6-2), à l'aide desquelles nous avons réalisé les transformations.

ii) Angle

A partir des équations (1) et (2) ci-dessus, nous obtenons:

$$\text{tg } \theta^* = \frac{p \sin \theta}{\gamma_c (p \cos \theta - \beta_c u)}$$

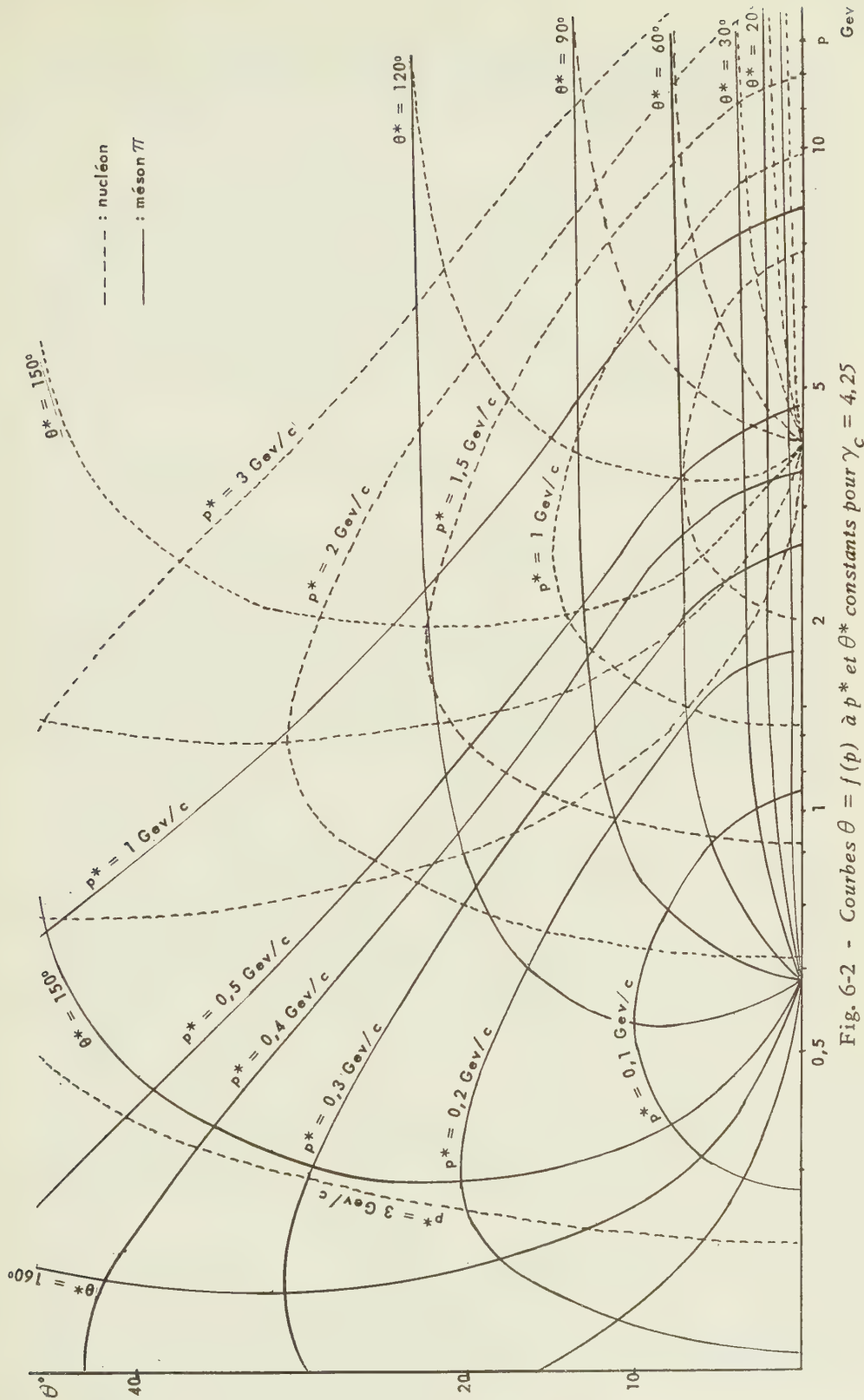


Fig. 6-2 - Courbes $\theta = f(p)$ à p^* et θ^* constants pour $\gamma_c = 4,25$

Comme pour les quantités de mouvement, nous avons opéré les transformations en utilisant des réseaux de courbes $\theta = i(p)$ à θ^* constant pour un γ_c donné (cf. fig. 6-2).

iii) Énergie

Pour chaque particule nous avons: $u^* = \gamma_c (u - \beta_c p \cos \theta)$.

L'énergie totale de toutes les particules est égale à $\frac{U + M}{\gamma_c}$.

Dans le cas où $M = m$ elle est égale à $2 M \gamma_c$.

Nous avons vu en VI-1- a que la détermination de γ_c est évidente lorsque l'on connaît l'énergie de la particule incidente. Malheureusement ce n'est pas notre cas, et nous devons faire appel à des hypothèses pour obtenir une valeur approchée de γ_c .

Nous allons maintenant exposer différentes méthodes qui permettent de faire cette détermination.

2 • DIFFÉRENTES MÉTHODES DE DÉTERMINATION DE γ_c .

Dans toutes les expériences faites sur les interactions à haute énergie avec des émulsions photographiques ou des chambres de Wilson, on n'a jamais mesuré directement la quantité de mouvement ou l'énergie de la particule incidente. En dehors d'un essai de détermination de cette énergie à l'aide d'un "calorimètre à ionisation" (cf. Ref. 6-1) qui mesure l'énergie perdue par toutes les particules produites dans la traversée d'une grande quantité de matière, on a toujours opéré en faisant des hypothèses sur la production des particules.

Dans les émulsions photographiques et les chambres de Wilson à plaques, la meilleure donnée expérimentale étant la mesure de l'angle d'émission de la particule, les méthodes utilisées font appel à des hypothèses sur la distribution angulaire des particules produites. Nous exposerons d'abord ces méthodes, puis nous étudierons les nouvelles possibilités offertes par la connaissance de la quantité de mouvement des particules en plus de celle de leur angle d'émission.

a) Méthodes de détermination de γ_c dans lesquelles on suppose seulement la symétrie à l'émission des particules dans le système du centre de masse.

Soit une particule émise sous l'angle θ^* et animée de la vitesse β^* dans le système du centre de masse. Son angle d'émission dans le système du laboratoire est donné par la formule :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta^*}{\gamma_c (\cos \theta^* + \beta_c / \beta^*)}$$

Si on suppose que la vitesse β^* de la particule dans le système du centre de masse est proche de β_c , la formule ci-dessus devient :

$$\gamma_c \operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} (\theta^*/2).$$

Soit θ_F^* l'angle à l'intérieur duquel la fraction F des particules produites est émise ; si nous supposons dans le système du centre de masse qu'il y a symétrie dans le nombre des particules émises, par rapport au plan perpendiculaire à la direction incidente, l'angle dans lequel est émise la fraction $(1 - F)$ des particules est $\theta_{(1-F)}^* = \pi - \theta_F^*$. En passant au système du laboratoire, il vient :

$$\gamma_c^2 = 1/(\operatorname{tg} \theta_F \operatorname{tg} \theta_{(1-F)}) \quad (\text{cf. Ref. 6-2 et 6-3})$$

A partir de la même hypothèse, on peut opérer en considérant que l'angle $\theta_{1/2}^*$ à l'intérieur duquel la moitié des particules est émise, est égal à $\pi/2$; donc :

$$\gamma_c = \operatorname{cotg} \theta_{1/2} \quad (\text{cf. Ref. 6-2})$$

b) Méthodes qui font intervenir une hypothèse sur la distribution angulaire des particules émises dans le système du centre de masse.

Nous envisagerons les trois principales méthodes, dans l'ordre chronologique dans lequel elles furent proposées. En plus d'une hypothèse sur la forme de la distribution angulaire, elles supposent toutes trois la symétrie du nombre de particules émises, par rapport à $\theta^* = 90^\circ$, dans le système du centre de masse, et $\beta_c / \beta^* \neq 1$.

i) Méthode statistique (cf. Ref. 6-2)

Dans cette méthode, on suppose que les angles d'émission des particules sont indépendants.

La méthode consiste à déterminer le γ_c correspondant à la probabilité maximum d'avoir fait une série d'observations aux angles $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$. Si on prend comme distribution angulaire dans le système du centre de masse :

$$P(\theta^*) d\theta^* \begin{cases} = a |\cos \theta^*|^b \sin \theta^* d\theta^* \text{ pour } \theta^* < \theta_m^*, \text{ et} \\ = 0 \text{ pour } \theta_m^* < \theta^* < \pi - \theta_m^*, \end{cases}$$

(θ_m^* étant arbitraire), γ_c sera défini à partir de l'équation :

$$n_s/2 \gamma_c = \sum_i \frac{1}{\operatorname{cotg}^2 \theta_i + \gamma_c^2} - \frac{b}{2} \sum_i \left(\frac{1}{1 + \gamma_c \operatorname{tg}^2 \theta_i} - \frac{1}{1 - \gamma_c \operatorname{tg}^2 \theta_i} \right)$$

obtenue par transformation du système du centre de masse au système du laboratoire. Si on suppose $b = 0$, c'est-à-dire une distribution isotrope, la formule devient :

$$n_s / 2\gamma_c = \sum_i \frac{1}{\cotg^2 \theta_i + \gamma_c^2}$$

Dans le cas où b serait différent de zéro, le second terme de l'équation ayant une valeur moyenne nulle, la valeur de γ_c obtenue en faisant $b = 0$, reste une bonne estimation de la valeur la plus probable de γ_c .

ii) Méthode de Castagnoli et al (cf. Ref. 6-4)

Dans cette méthode, on suppose que les particules sont indépendantes, dans le sens où il n'existerait pas de corrélation entre l'énergie et l'angle d'émission.

Dans une première approximation, on utilise l'hypothèse suivant laquelle toutes les particules sont émises dans le centre de masse avec la même vitesse β^* , égale à β_c .

Dans une seconde approximation, on suppose connue la forme de la distribution angulaire des particules produites.

Pour chaque particule, la transformation des angles permet d'écrire :

$$\text{Log. } \gamma_c = -\text{Log. tg } \theta + \text{Log.} \left[(1 - \cos^2 \theta^*)^{1/2} / (\cos \theta^* + \beta_c / \beta^*) \right]$$

Lorsque l'on fait la somme sur les n_s traces visibles de l'interaction, on obtient :

$$\text{Log. } \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum_i \text{Log. tg } \theta_i + \frac{1}{n_s} \sum_i v_i,$$

avec

$$v_i = \text{Log.} \left[(1 - \cos^2 \theta_i^*)^{1/2} / (\cos \theta_i^* + \beta_c / \beta_i^*) \right];$$

ce qui détermine γ_c .

Première approximation :

La variable v devient alors $v_0 = \text{Log. tg } (\theta^*/2)$. On peut considérer pour chaque trace, que les variables v_0 fluctuent autour de leur valeur moyenne avec la variance σ_1 , et écrire :

$$\text{Log. } \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum_i \text{Log. tg } \theta_i \pm \frac{\sigma_1}{\sqrt{n_s}},$$

ce qui donne γ_c en première approximation :

Cette approximation n'est valable que si n_s est très grand.

Seconde approximation :

On tient compte de la distribution en angle et en énergie des particules dans le système du centre de masse. A cette distribution correspondent une valeur moyenne $\langle v \rangle$ et une variance σ_2 de la variable v .

En faisant la même interprétation que dans la première approximation, on détermine γ_c par :

$$\text{Log. } \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum_i \text{Log. tg } \theta_i + \langle v \rangle \pm \frac{\sigma_2}{\sqrt{n_s}}$$

iii) Méthode du "diagramme en F". (F-plot) (Ref. 6-5)

F est la fraction de particules émises à l'intérieur d'un cône d'angle au sommet θ^* . Dans cette méthode on suppose que l'émission des particules dans le système du centre de masse est isotrope; donc $F = \sin^2 (\theta^*/2)$. Entre F et γ_c , on a donc la relation :

$$\gamma_c^2 \text{tg}^2 \theta = \frac{\sin^2 (\theta^*/2)}{1 - \sin^2 (\theta^*/2)} = F / (1 - F)$$

Lorsque l'on trace un diagramme où l'on porte $\text{Log. tg } \theta$ en abscisse et $\text{Log. } F / (1 - F)$ en ordonnée, on doit obtenir une droite de pente 2.

Pour $F / (1 - F) = 1$, on lit sur le diagramme une certaine valeur de $\text{Log. tg } \theta_F$. Cette valeur est reliée à γ_c par la formule : $\text{Log. tg } \theta_F = -\text{Log. } \gamma_c$, soit $\gamma_c = 1 / \text{tg } \theta_F$.

c) Méthodes qui font intervenir la mesure de la quantité de mouvement, et des hypothèses concernant l'émission des particules dans le système du centre de masse.

Ces méthodes utilisant les équations de conservation dans le système du laboratoire, nous allons tout d'abord les réécrire afin de préciser les notations que nous avons utilisées :

$$U + M = \sum u_N + \sum u_{\pm} + \sum u_0, \quad (1)$$

$$P = \sum p_N \cos \theta_N + \sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm} + \sum p_0 \cos \theta_0, \text{ et } (2)$$

$$O = \sum p_N \sin \theta_N + \sum p_{\pm} \sin \theta_{\pm} + \sum p_0 \sin \theta_0. \quad (3)$$

u , p , et θ représentent l'énergie totale, la quantité de mouvement et l'angle d'une particule produite, U et P l'énergie totale et la quantité de mouvement de la particule incidente; les symboles $\pm$ et 0 caractérisent les particules chargées et neutres "créées" dans l'interaction, et le symbole N les deux particules qui ont interagi.

Les deux méthodes que nous allons maintenant exposer nécessitent le repérage, parmi les particules observées, de celles qui ont été "créées" dans l'interaction.

i) *Hypothèse d'une énergie moyenne commune aux particules neutres et chargées dans le système du centre de masse.*

Cette hypothèse s'écrit :

$$\frac{\sum u_{\pm}^*}{n_{\pm}} = \frac{\sum u_o^*}{n_o} \quad (4)$$

$n_{\pm}$ et n_o représentent le nombre de particules chargées et neutres créées.

En transformant l'équation (4) dans le système du laboratoire, et en utilisant les équations (1) et (2), on obtient :

$$\frac{\sum u_N + (1+f) \sum u_{\pm} - 2P(1-\beta_c)}{\sum p_N \cos \theta_N + (1+f) \sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm}} = \beta_c, \text{ avec } f = n_{\pm}/n_o.$$

Dans le cas où les deux particules qui interagissent ont la même masse, $\beta_c = P/(U+M) = (U-M)/P$, et

$$\frac{\sum u_N + (1+f) \sum u_{\pm} - 2M}{\sum p_N \cos \theta_N + (1+f) \sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm}} = \beta_c.$$

ii) *Equilibre des quantités de mouvement dans le système du centre de masse (cf. Ref. 3-11).*

Dans cette méthode, on suppose que, dans le système du centre de masse, la somme vectorielle des quantités de mouvement des particules chargées "créées" est nulle; cette hypothèse revient à considérer que la production de particules apparaissant sous un aspect de charge est un phénomène indépendant de la production de particules apparaissant sous les autres aspects de charge, et que l'on peut lui appliquer séparément les lois de conservation.

En transformant $\sum p_{\pm}^* \cos \theta_{\pm}^* = 0$, dans le système du laboratoire, on obtient : $\beta_c = \frac{\sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm}}{\sum u_{\pm}}$.

d) **Méthode dans laquelle on s'appuie sur la somme des quantités de mouvement des particules chargées dans le système du laboratoire**

Dans cette méthode, on suppose que les particules neutres "créées" emportent dans le système du laboratoire une certaine fraction g de la somme des quantités de mouvement des particules chargées "créées" dans l'interaction, soit :

$$\sum p_o \cos \theta_o = g \sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm}$$

La quantité de mouvement de la particule incidente serait donc :

$$P = \sum p_N \cos \theta_N + (1+g) \sum p_{\pm} \cos \theta_{\pm}$$

à partir de ce résultat, il est facile de calculer γ_c à l'aide des fomules de VI-1 - a.

Cette méthode nécessite aussi de pouvoir repérer, parmi les particules chargées observées, celles qui ont été "créées" dans l'interaction; mais une information incomplète sur ce repérage entraîne une variation de γ_c moins importante que dans les méthodes exposées en VI-2-c.

C'est cette méthode que nous avons utilisée pour étudier les interactions simples que nous avons sélectionnées; les raisons de ce choix et la manière dont nous avons appliqué cette méthode vont être maintenant envisagées.

e) Critique des différentes méthodes exposées ci-dessus et des hypothèses sur lesquelles elles reposent.

Toutes les méthodes de détermination de γ_c s'appuyant uniquement sur la mesure des angles d'émission, font appel à l'hypothèse suivant laquelle il y a symétrie à l'émission par rapport au plan perpendiculaire à la direction incidente, dans le système du centre de masse.

On peut admettre cette hypothèse, mais il faudrait l'appliquer à toutes les particules "créées", chargées et neutres. Or, en pratique, on n'applique cette hypothèse qu'aux particules chargées, ce qui revient à supposer que la symétrie à l'émission existe pour chaque aspect de charge des particules. La probabilité pour que la symétrie à l'émission se retrouve sur un aspect de charge de particules peut être calculée, si on suppose que ce sont des mésons π auxquels s'applique le principe de l'indépendance de charge à la production. Un calcul classique de probabilité montre qu'elle est de 0,6 environ dans le cas où 12 particules chargées et neutres seraient "créées", et de 0,4 seulement dans le cas de 6 particules.

Dans notre cas, le nombre de particules chargées observées étant en moyenne de 6 pour les interactions simples, la symétrie à l'émission pour les particules chargées "créées" dans une interaction donnée ne serait vraie que dans 50 % des cas environ. Cette hypothèse ne pouvait donc pas être prise en considération pour déterminer γ_c .

Ce que nous venons de dire sur l'application de l'hypothèse de symétrie pour la détermination de γ_c est aussi valable lorsque, ayant choisi un angle dans le système du laboratoire, dans lequel une certaine fraction des particules chargées est émise, on suppose qu'à l'intérieur de cet angle la même proportion des particules neutres a aussi été émise.

Nous avons vu, dans les sections précédentes, que plusieurs méthodes faisaient appel à l'hypothèse de l'isotropie à l'émission des particules dans le système du centre de masse. Cette hypothèse ne semble pas fortement établie (cf. entre autres les Ref. 6-6, 6-7 et 6-8); même si nous l'avions adoptée elle aurait été difficilement applicable aux seules particules chargées, surtout à cause de leur petit nombre.

Toutes les méthodes ne faisant appel qu'à la mesure des angles d'émission des particules supposent des hypothèses difficilement applicables dans notre cas, conduisant à une grande imprécision sur la détermination de γ_c .

En plus de l'angle d'émission, nous connaissons la quantité de mouvement des particules, aussi nous avons recherché, pour déterminer γ_c , une méthode utilisant simultanément les valeurs des angles et des quantités de mouvement.

Nous allons maintenant faire une comparaison de ces méthodes (exposées en VI-2 - c et en VI-2 d).

L'hypothèse selon laquelle toutes les particules auraient, dans le système du centre de masse, la même énergie, semble vérifiée, en moyenne, pour les particules chargées, par certains résultats expérimentaux (cf. Ref. 6-9, 6-10, 6-11, 6-12, 6-13 et 6-14). Cette énergie moyenne obtenue pour des particules chargées peut être étendue aux neutres, et ceci serait favorable à l'utilisation de la première méthode exposée en VI-2 - c, i. Malheureusement l'ignorance de la nature des particules chargées observées, et la grande probabilité de ne pas avoir observé les nucléons de faible quantité de mouvement, rendent cette méthode très imprécise dans notre cas.

Pour une interaction de $\Sigma p_L = 25 \text{ GeV}/c$ par exemple, le fait de supposer qu'une particule de $1 \text{ GeV}/c$ est un nucléon et non un méson π fait intervenir une erreur de 1 % environ sur β_c , correspondant à une erreur de $\pm 0,5$ sur un γ_c égal à 4; la non visibilité d'un nucléon de faible énergie associée à l'erreur précédente produit une erreur sur β_c de 2 % environ correspondant à $\pm \frac{6}{1}$ sur γ_c (pour $\gamma_c = 4$).

Si nous n'avons pas pu observer une particule neutre de $10 \text{ GeV}/c$ nous attribuons à une interaction de $\Sigma p_L = 25 \text{ GeV}/c$ un β_c sous estimé; la sous-estimation est de l'ordre de 0,5 % soit 0,6 sur γ_c . Ce manque éventuel d'informations produit donc sur γ_c une erreur beaucoup plus faible que le manque de renseignements sur les nucléons de faible quantité de mouvement. C'est ce dernier qui rend la méthode très imprécise.

L'hypothèse que l'on fait dans la méthode exposée en VI-2 - c, ii (suivant laquelle la somme vectorielle des quantités de mouvement des particules chargées est nulle dans le système du centre de masse) ne s'appuie sur aucun fait expérimental et est d'autant moins valable que le nombre de particules est plus faible. Les valeurs de γ_c trouvées par cette méthode sont aussi très sensibles à la nature attribuée aux particules observées et particulièrement au repérage des nucléons peu énergiques, elles peuvent varier du simple au triple (ce qui correspond à une imprécision sur l'énergie de 1 à 10 fois sa valeur environ). Elle est donc plus imprécise encore que la méthode précédente.

La méthode exposée en VI-2 - d a le gros avantage de ne pas être sensible au repérage des nucléons de faible quantité de mouvement. Si nous avons supposé "créée" une particule de 1 GeV/c environ, nous avons multiplié cette quantité par g ; si en réalité c'était un nucléon nous avons fait une erreur sur P égale à $(1 - g)$ GeV/c, ce qui est négligeable. Par contre le mauvais repérage du nucléon le plus énergétique conduit à une erreur sur P égale à $(1 - g)$ fois sa quantité de mouvement.

Malgré leur imprécision nous avons calculé γ_c par différentes méthodes; nous allons étudier maintenant la cohérence des résultats obtenus par chacune d'elles. Associée aux quelques critiques que nous venons de faire, cette cohérence nous a permis de choisir la méthode de détermination de γ_c dont nous avons retenu les valeurs pour transformer nos différents événements dans le système du centre de masse.

3 - COMPARAISON DES VALEURS DE γ_c OBTENUES PAR QUELQUES METHODES

Pour la détermination de γ_c nous avons divisé notre lot d'interactions en deux :

- un lot comprenant les interactions dans lesquelles une particule chargée a une quantité de mouvement égale ou supérieure au double de celle de n'importe quelle autre particule produite dans l'interaction. Ce lot est le lot A; il comprend 47 interactions.
- un lot (lot B) comprenant les 29 autres interactions.

Nous avons fait cette division car nous pensons que dans un grand nombre de cas, une particule qui se distingue nettement des autres par sa quantité de mouvement pourrait être l'une des deux particules qui ont interagi.

Pour appliquer les méthodes dans lesquelles on utilise le repérage des particules chargées "créées" dans l'interaction, nous avons considéré comme telles toutes les particules apparaissant avec l'ionisation minimum sauf les électrons détectés, et, dans le lot A, la particule la plus énergétique. Lorsque nous avons calculé l'énergie de ces particules nous avons supposé que c'étaient des mésons π (voir III-3 - c).

Nous avons calculé γ_c par les méthodes :

- de Castagnoli et al.,
- du "Diagramme en F",
- de l'équilibre des quantités de mouvement des particules chargées dans le système du centre de masse (voir VI-2 - c, ii),
- de l'énergie constante des particules "créées", dans le système du centre de masse (voir VI-2 - c, i),
- exposée en VI-2 - d.

Fig. 6-3 a - Méthode de Castagnoli et al



Fig. 6-3 b - Méthode du "F-plot"

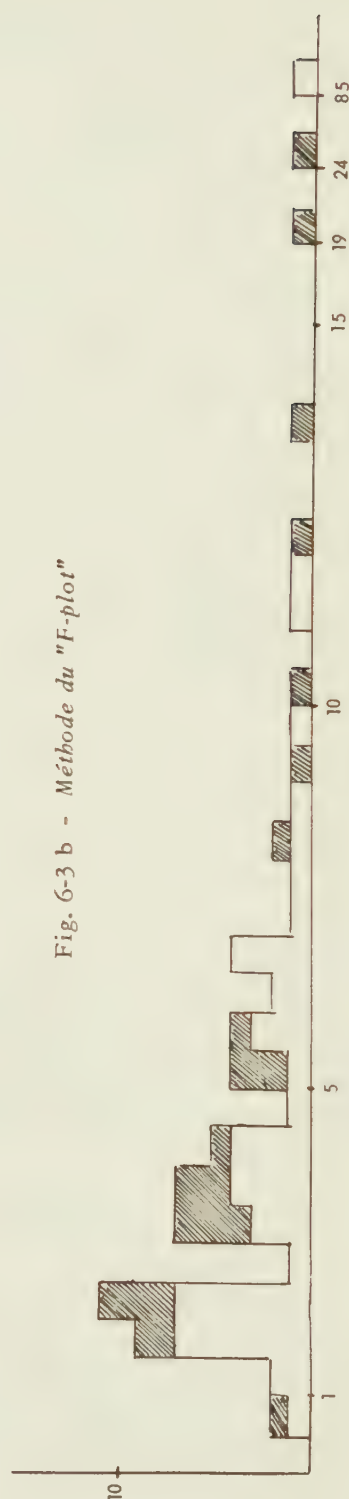




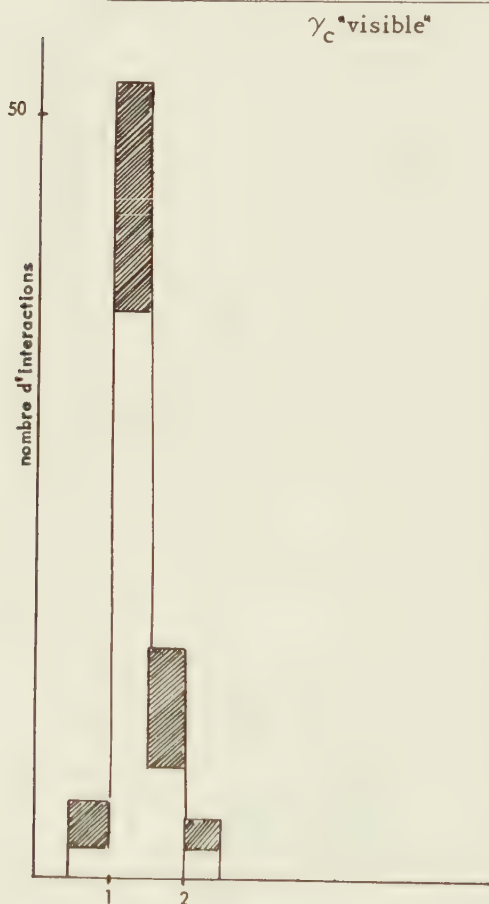
Fig. 6-3 c - Méthode de l'équilibre des quantités de mouvement dans le système du centre de masse.

Fig. 6-3 - Rapport γ_c "calculé" / γ_c "visible" pour trois méthodes de détermination de γ_c
 (▨ Interactions dont on ne connaît que la valeur minimum du γ_c "visible")

Pour appliquer l'avant-dernière méthode, nous avons ajouté un nucléon aux particules observées, chaque fois que nous n'en avons pas repéré par l'ionisation. En le supposant au repos, nous avons obtenu une valeur minimum de β_c .

Nous avons appelé γ_c "visible" la valeur de γ_c obtenue en supposant que la particule incidente a une quantité de mouvement égale à la somme des quantités de mouvement des particules chargées observées. Cette valeur nous permet de comparer l'énergie attribuée à la particule incidente et l'énergie emportée par les particules chargées; cette dernière doit toujours être inférieure ou égale à l'énergie attribuée à la particule incidente.

Sur les figures 6-3 et 6-4 sont représentées les distributions du rapport : $(\gamma_c \text{ calculé par les méthodes citées plus haut})$



La dispersion des valeurs de ce rapport est grande sur les figures 6-3 - a, 6-3 - b et 6-3 - c. Il atteint, principalement dans les deux premiers cas, des valeurs peu acceptables. Dans le premier cas (fig. 6-3 - a) l'énergie attribuée à la particule incidente serait supérieure à quatre fois celle des particules chargées observées dans 52 interactions sur 76; dans le second cas (fig. 6-3 - b), dans 63 interactions; dans le troisième cas (fig. 6-3 - c) dans 26 interactions, mais on attribue alors à la particule incidente de 7 interactions une énergie inférieure à celle des particules chargées.

Fig. 6-4 - Rapport γ_c calculé par la méthode exposée en VI-2 - c i / γ_c "visible"



Interactions dont on ne connaît que la valeur minimum du γ_c "visible")

Les résultats obtenus par chacune de ces trois méthodes sont incohérents. Nous ne pouvions donc pas utiliser systématiquement l'une de ces méthodes pour obtenir une valeur approchée satisfaisante de γ_c .

Notre choix ne pouvait donc se porter que sur l'une des deux méthodes décrites en VI-2 - c i, et VI-2 - d. La figure 6-4 nous montre que les valeurs du rapport γ_c calculé / γ_c "visible" obtenues par la première des deux méthodes, sont groupées entre 1 et 2; cette méthode conduit à attribuer à 5 interactions une énergie inférieure à celle des particules observées.

C'est l'imprécision du résultat obtenu sur le γ_c par la méthode VI-2 - c, i (voir VI-2 - e) qui nous la fait rejeter.

La méthode exposée en VI-2 - d ne menant à aucun résultat incohérent, c'est elle que nous avons utilisée pour calculer les valeurs de γ_c qui nous ont servi à faire les transformations permettant de passer du système du laboratoire à celui du centre de masse.

Sur la figure 6-5, nous avons représenté le spectre intégral des énergies attribuées à la particule incidente à partir des valeurs de γ_c calculées par cette méthode. Le trait plein correspond au spectre que l'on obtient lorsque l'on attribue aux interactions dont nous ne connaissons que l'énergie minimum, cette valeur minimum comme énergie réelle; le trait pointillé correspond au spectre que l'on obtient si on considère qu'une interaction de ce type a été provoquée par une particule d'énergie supérieure à cette valeur minimum; le spectre réel se trouve entre ces deux tracés.

Le spectre intégral en énergie est bien représenté par une loi de la forme u^{-q} avec $0,65 < q < 1,4$.

De toutes les méthodes envisagées, celle-ci fournit un résultat qui s'approche le plus du spectre intégral en énergie, connu pour les protons du rayonnement cosmique. S.F. Singer (voir Réf. 3-1) donne comme forme de ce spectre :

$N(> U) = 4.000 U^{-q}$, avec q pouvant varier de 1,05 à 1,25, pour U compris entre 2 et 20 Gev; et V.M. Kocharian et al (voir Réf. 6-19):

$N(> U) = 3,56.10^{-3} (2 - U)^{-1,8}$, pour $U > 3$ Gev, à 3 200 m d'altitude.

Nous allons maintenant étudier les résultats obtenus après transformation dans le système du centre de masse.

4 - DISTRIBUTION DES QUANTITES DE MOUVEMENT

Les γ_c des interactions des lots A et B, ont été obtenus par la même méthode mais en faisant deux hypothèses différentes sur la nature possible des particules observées (voir VI-3), nous avons donc séparé les résultats obtenus pour le lot A et pour le lot B.

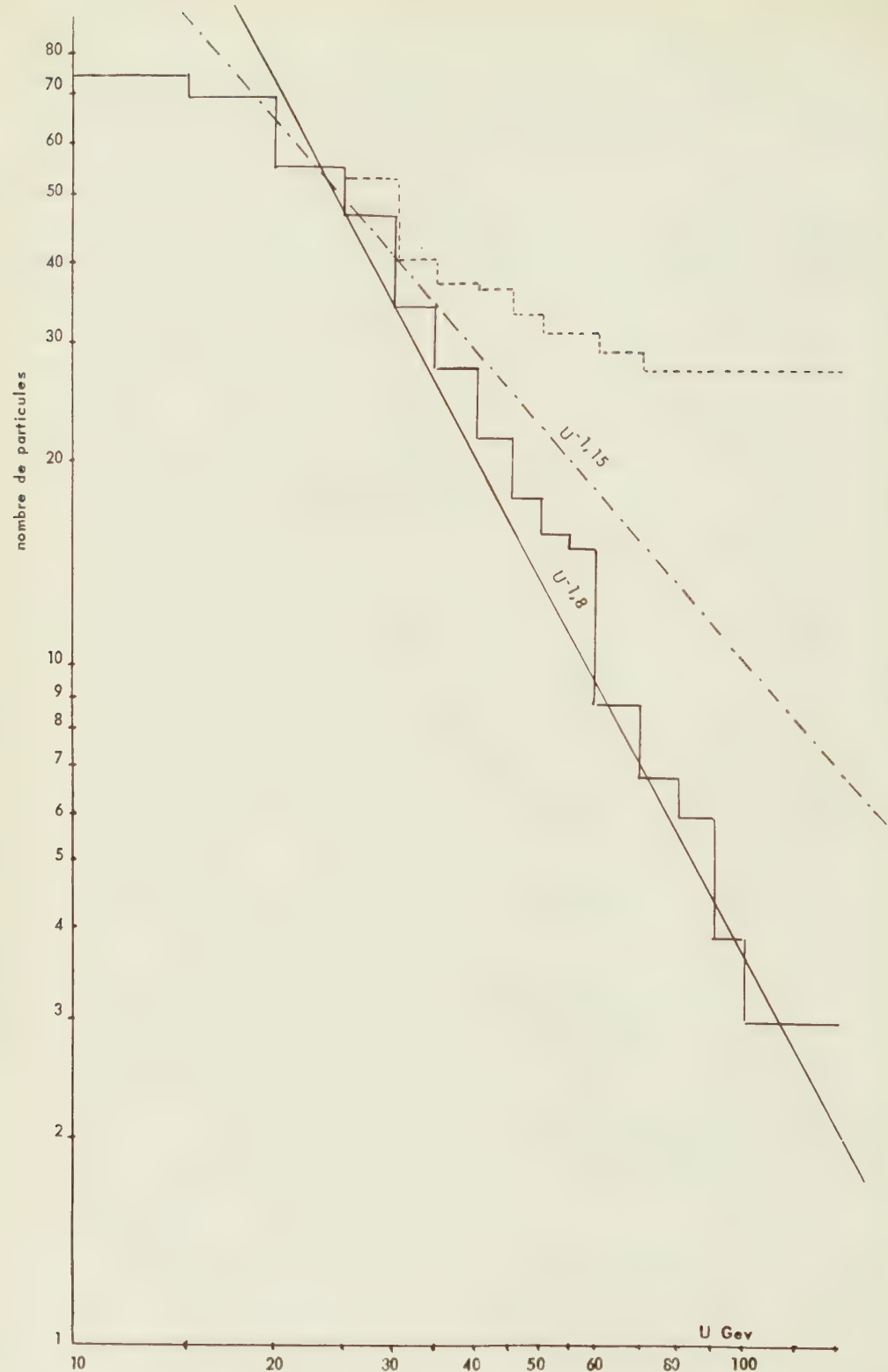


Fig. 6-5 - Spectre intégral en énergie des particules incidentes. (γ_c calculé par la méthode exposée en VI-2-d).

Les deux distributions des particules "créées" dans l'interaction sont représentées sur la figure 6-6. Celle du lot A a une valeur moyenne $\langle p^* \rangle = 0,440 \text{ GeV/c}$ et un "écart" de $\pm 0,245 \text{ GeV/c}$; pour le lot B, la valeur moyenne est $\langle p^* \rangle = 0,550 \text{ GeV/c}$ et "l'écart" $\pm 0,360 \text{ GeV/c}$.

(Rappelons que "l'écart" dont nous parlons définit l'intervalle dans lequel se trouvent 67 % des événements distribués dans le cas où cette distribution n'est pas gaussienne (voir III-4 - e).

Dans les deux cas, les particules positives n'ont pas une distribution différente des négatives.

Plusieurs expérimentateurs travaillant sur des émulsions photographiques (voir Réf. 6-9, 6-11, 6-14 et 6-15) ont trouvé des valeurs moyennes comprises entre 0,35 et 0,6 GeV/c.

Nous étudierons dans le chapitre suivant l'accord de ce résultat avec les théories des interactions nucléon-nucléon.

Une étude de la variation de $\langle p^* \rangle$ avec γ_c fournit les résultats suivants :

		$\langle p^* \rangle$ GeV/c	"Ecart" (voir III-4 - e)
$2,4 < \gamma_c < 3,5$	Lot A	0,34	+ 0,16 - 0,14
	Lot B	0,47	$\pm 0,30$
$3,5 < \gamma_c < 4,5$	Lot A	0,47	+ 0,18 - 0,26
	Lot B	0,56	+ 0,26 - 0,35
$4,5 < \gamma_c < 6$	Lot A	0,54	+ 0,50 - 0,33
	Lot B	0,65	+ 0,51 - 0,40
$\gamma_c > 6$	Lot A	0,44	+ 0,37 - 0,28
	Lot B	0,56	+ 0,34 - 0,45

S'il y a une croissance de $\langle p^* \rangle$ avec γ_c , elle échappe à nos résultats expérimentaux; dans le domaine d'énergie où nous travaillons nous pouvons considérer cette valeur moyenne comme constante.



Fig. 6-6 - Distribution des p^* des particules chargées

Les distributions des p^* des lots A et B sont tout à fait différentes l'une de l'autre, nous avons regardé si cette différence dépend de l'angle d'émission dans le centre de masse. Pour cela, nous avons séparé dans chaque lot les particules émises à moins de 90° dans le système du centre de masse, de celles qui sont émises à plus de 90° et étudié les répartitions des p^* de chaque groupe (voir fig. 6-7 et 6-8).

Les quatre distributions représentées sur ces figures ont les caractéristiques suivantes :

		$\langle p^* \rangle$	"écart"
Lot A	$\theta^* < 90^\circ$	0,47 GeV/c	$\pm 0,24$ GeV/c
	$\theta^* > 90^\circ$	0,40 GeV/c	$\pm 0,20$ GeV/c
Lot B	$\theta^* < 90^\circ$	0,65 GeV/c	$\pm 0,35$ GeV/c
	$\theta^* > 90^\circ$	0,39 GeV/c	$\pm 0,26$ GeV/c

Les deux distributions de p^* des particules émises à $\theta^* > 90^\circ$ diffèrent très peu l'une de l'autre et de celle des particules du lot A émises à $\theta^* < 90^\circ$; par contre celle des particules du lot B émises à $\theta^* < 90^\circ$ est très différente des trois autres.

Ceci peut être dû au fait que l'on n'a pas su déceler, parmi les particules chargées observées, l'une des particules ayant produit l'interaction; ou encore que, dans le lot B, des particules de nature différentes de celles du lot A ont été produites. Ces particules auraient un p^* supérieur à celui des particules produites dans les interactions du lot A et seraient émises à un angle $\theta^* < 90^\circ$.

5 - DISTRIBUTION ANGULAIRE

Nous avons représenté, pour toutes les particules observées, cette distribution sur les figures 6-9 et 6-10 pour les lots A et B respectivement.

Elle se caractérise par une anisotropie plus fortement marquée pour le lot A que pour le lot B. Dans les deux lots on remarque une dissymétrie en nombre par rapport à une direction perpendiculaire à celle de la particule incidente; il y a en effet deux fois plus de particules observées à des angles inférieurs à 90° qu'à des angles supérieurs. Nous savons ne pas avoir identifié tous les nucléons émis à plus de 90° dans le système du centre de masse; dans le lot A, sur 47 interactions, nous avons décelé par leur ionisation 11 nucléons, et 4 dans le lot B, sur 29 interactions. Certains des nucléons non identifiés peuvent se trouver parmi les particules d'ionisation minimum. Même si nous ajoutons $47 - 11 = 36$ particules vers l'arrière dans le lot A, et $29 - 4 = 25$ particules dans le lot B, il reste encore 1,4 fois plus de particules émises vers l'avant que de particules émises vers l'arrière.

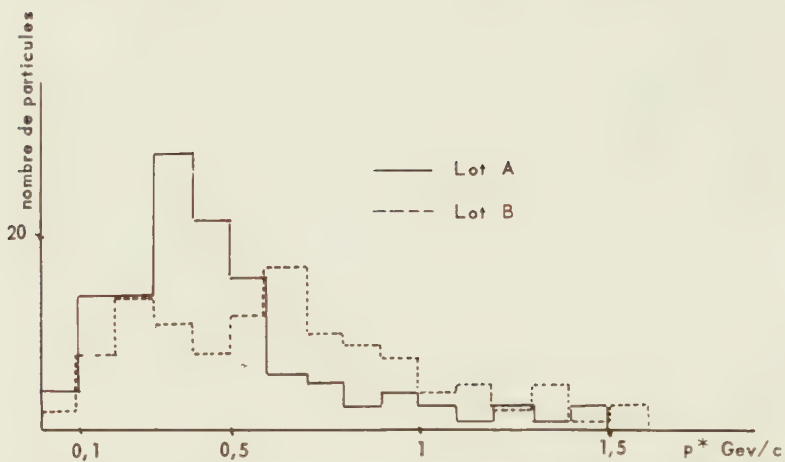


Fig. 6-7 - Distributions des p^* des particules émises à $\theta^* < 90^\circ$



Fig. 6-8 - Distribution des p^* des particules émises à $\theta^* > 90^\circ$

Nous allons maintenant discuter cette dissymétrie.

Si nous n'avions que des interactions nucléon-nucléon, nous devrions retrouver après l'interaction, dans le système du centre de masse, la symétrie avant-arrière (par rapport à $\theta^* = 90^\circ$) qui existait avant l'interaction. En particulier nous devrions observer cette symétrie avant-arrière dans le nombre des particules émises.

Mais nous savons (voir III-2) que des interactions ont été produites par des mésons $\pi^\pm$, c'est pourquoi nous allons d'abord étudier la part que la présence de ces interactions peut avoir dans la dissymétrie en nombre de particules.

N'ayant pas de renseignements sur les interactions π -nucléon à des énergies proches de celles de notre lot, nous allons supposer qu'elles se comportent à haute énergie comme à 5 Gev. A 5 Gev, les interactions π -nucléon présentent une dissymétrie en nombre :

$$\frac{\text{nombre de particules chargées émises à } \theta^* < 90^\circ}{\text{nombre de particules chargées émises à } \theta^* > 90^\circ} \quad \text{égale à :}$$

$(1,06 \pm 0,18)$ (cf. Réf. 6-17 et 6-18). Donc, même si toutes les interactions de notre lot étaient du type π -nucléon, nous ne pourrions expliquer la valeur 1,4 observée.

Le système de déclenchement peut aussi être la cause d'une dissymétrie. S'il existe des interactions dissymétriques vers l'arrière, ces dernières ont peu de chances d'avoir eu une géométrie correcte pour que deux particules traversent les compteurs D et E.

Le tableau ci-après donne le nombre d'interactions ayant une certaine quantité de particules émises soit à $\theta^* < 90^\circ$ soit à $\theta^* > 90^\circ$ (on a ajouté une particule émise vers l'arrière lorsque l'on n'a pas décelé de nucléon).

Nombre de particules émises à $\theta^* < 90^\circ$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nombre d'interactions	0	12	22	17	14	4	2	5	

Nombre de particules émises à $\theta^* > 90^\circ$ (y compris 1 nucléon par interaction)	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nombre d'interactions	20	18	19	7	5	3	0	2	2



Fig. 6-9 - Distribution angulaire dans le système du centre de masse. Interactions du lot A

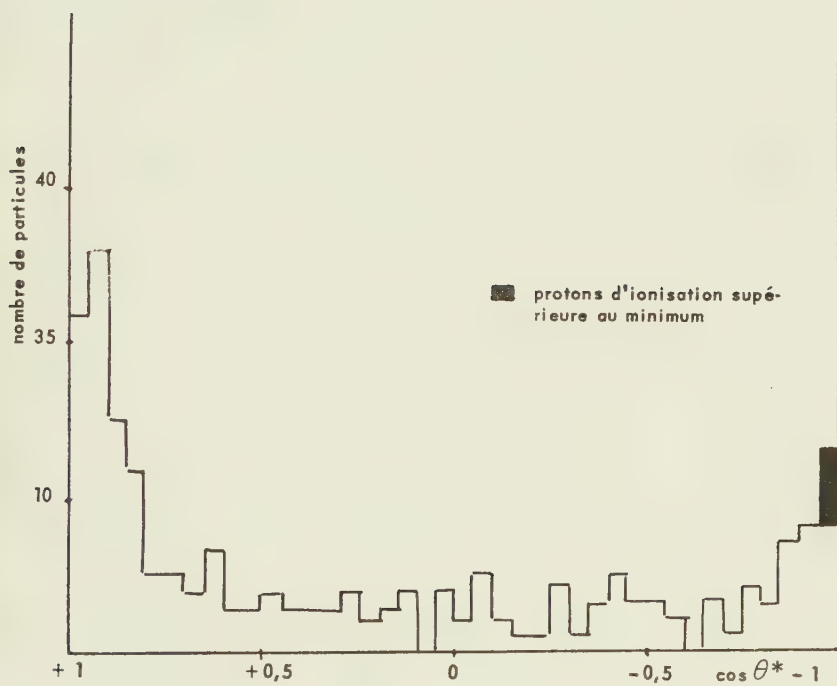


Fig. 6-10 - Distribution angulaire dans le système du centre de masse. Interactions du lot B

Si nous supposons que le déclenchement a favorisé les interactions symétriques et dissymétriques vers l'avant, nous allons essayer de déterminer le nombre d'interactions dissymétriques vers l'arrière que nous n'avons pas vues.

On sait que si les 20 interactions, ayant une particule émise vers l'arrière, avaient présenté une dissymétrie inverse, c'est-à-dire une seule particule vers l'avant, elles n'auraient pas provoqué le déclenchement de la chambre. Nous pouvons donc évaluer à 20 environ le nombre d'interactions qui n'auraient pas été vues. Les interactions dans lesquelles seul le nucléon est émis vers l'arrière ont en moyenne 4 particules chargées émises vers l'avant. Si nous renversons ces chiffres et si nous les attribuons aux 20 interactions non observées, la dissymétrie (le nombre de particules émises à $\theta^* < 90^\circ$ est $305 + 20 = 325$ et à $\theta^* > 90^\circ$ il est (y compris le nucléon) $139 + 76 + 20 \times 4 = 295$) devient alors $325/295 = 1,1$, ce qui est très proche de la symétrie.

Donc la dissymétrie en nombre que nous observons peut s'expliquer par un biais d'observation qui aurait systématiquement éliminé des interactions qui seraient dissymétriques vers l'arrière, mais ceci n'implique pas obligatoirement que la dissymétrie observée ne soit pas réelle.

6 - ENERGIE

Nous avons vu en VI-1 iii que l'énergie totale de toutes les particules dans le système du centre de masse est :

$\Sigma u^* = 2 M \gamma_c$ lorsque les deux particules qui interagissent ont des masses égales (c'est-à-dire $M = m$, c'est le cas de l'interaction nucleon-nucléon par exemple) et, $(U + M)/\gamma_c$ dans les autres cas.

Si $M^2 \gg m^2$ (cas de l'interaction π -nucléon) :

$$\Sigma u^* = 2 M \gamma_c + M/2 \gamma_c$$

(M est la masse de la particule au repos avec laquelle interagit la particule de masse m).

Si nous supposons que cette énergie se répartit symétriquement de part et d'autre de $\theta^* = 90^\circ$, nous devrions avoir :

$$(\Sigma u^*)/M \gamma_c = 1,$$

lorsque nous considérons séparément toutes les particules émises soit à $\theta^* < 90^\circ$ soit à $\theta^* > 90^\circ$. Si nous ne considérons que les particules chargées, ceci correspond dans les mêmes conditions à

$$(\Sigma u^*)_{\text{chargés}}/M \gamma_c < 1$$

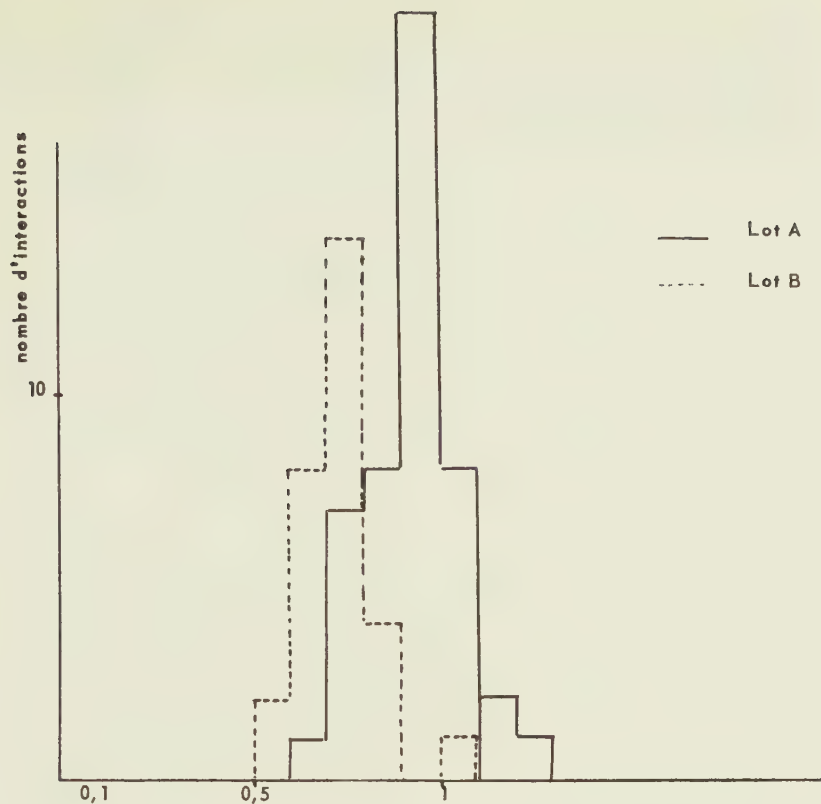


Fig. 6-11 - Rapport $(\sum u^*)/M\gamma_c$ pour les particules émises à $\theta^* < 90^\circ$.

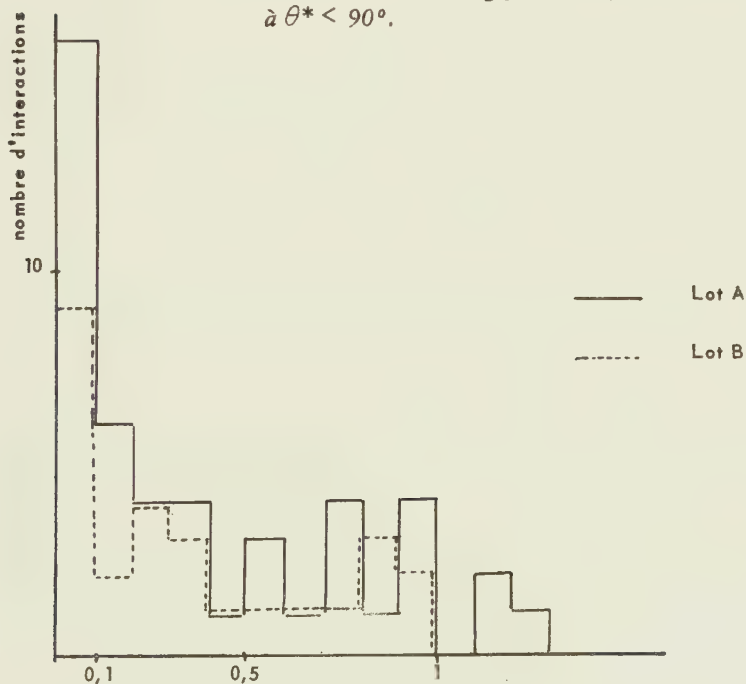


Fig. 6-12 - Rapport $(\sum u^*)/M\gamma_c$ pour les particules émises à $\theta^* > 90^\circ$.

Nous avons représenté sur les figures 6-11 et 6-12 la quantité $(\sum u^*)/M\gamma_c$ pour les particules chargées émises à $\theta^* < 90^\circ$ et $\theta^* > 90^\circ$ respectivement. Les valeurs moyennes et les "écarts" (voir III-4 - e) sont donnés dans le tableau ci-après :

		Valeur moyenne	"Ecart"
$\theta^* < 90^\circ$	Lot A	0,85	+ 0,2 - 0,05
	Lot B	0,70	+ 0,1 - 0,05
$\theta^* > 90^\circ$	Lot A	0,30	+ 0,5 - 0,25
	Lot B	0,35	+ 0,5 - 0,3

Si nous rappelons que dans l'évaluation que nous venons de faire nous n'avions aucune information sur les particules neutres créées, les résultats sur les particules chargées émises à moins de 90° nous autorisent à penser que pour toutes les particules $(\sum u^*)/M\gamma_c$ est égal à l'unité. La différence entre l'unité et les résultats obtenus pour $\theta^* > 90^\circ$ peut facilement s'expliquer par le fait que le nucléon émis à l'arrière n'a pas été souvent observé (voir VI-5). En effet, dans le système du centre de masse, l'énergie moyenne des protons décelés par leur ionisation et émis à plus de 90° est égale à :

2,5 Gev/c pour le lot A, et

2,3 Gev/c pour le lot B, soit respectivement 0,7 et 0,65 $M < \gamma_c >$, ($< \gamma_c >$ étant la valeur moyenne des γ_c du lot considéré). Si on ajoute ces valeurs à celles que nous avons trouvées expérimentalement pour les particules émises vers l'arrière, on peut conclure que pour toutes les particules émises vers l'avant ou vers l'arrière

$$(\sum u^*)/M\gamma_c = 1$$

L'énergie se répartirait donc symétriquement vers l'avant et vers l'arrière dans le système du centre de masse.

7 - INELASTICITE

On définit l'inélasticité k comme étant, dans le système du centre de masse, la fraction de l'énergie disponible réémise sous forme de particules nouvellement "créées". Nous allons la déterminer pour chaque lot d'interactions simples. Si nous supposons l'indépendance de charge pour les particules "créées" dans une interaction, leur nombre peut être pris égal à $1,5 (n_s - 1)$ pour chaque interaction. Si $< u^* >$ est la valeur moyenne de l'énergie totale des particules "créées", l'inélasticité d'une interaction sera :

$$k = \frac{1,5 (n_s - 1) < u^* >}{u_D^*}$$

Si u_D^* est l'énergie disponible dans le système du centre de masse pour créer de nouvelles particules.

Dans le cas des interactions nucléon-nucléon (voir VI-6)

$$u_{DN}^* = 2 M (\gamma_c - 1)$$

et dans le cas des interactions π -nucléon :

$$u_{D\pi}^* = 2 M \gamma_c + \frac{M}{2 \gamma_c} - (M + m)$$

Pour chaque interaction, nous avons calculé :

$$k_N = \frac{1,5 (n_s - 1) \langle u^* \rangle}{u_{DN}^*}, \text{ et } k_\pi = \frac{1,5 (n_s - 1) \langle u^* \rangle}{u_{D\pi}^*}$$

Les distributions de ces valeurs sont représentées sur la figure 6-13. Les valeurs moyennes sont :

pour le lot A $\langle k_N \rangle_A = 0,55$, $\langle k_\pi \rangle_A = 0,47$, et

pour le lot B $\langle k_N \rangle_B = 0,70$, $\langle k_\pi \rangle_B = 0,60$

avec des "écarts" (voir III-4 - e) de $\pm 0,27$ pour le lot A et $\pm 0,35$ pour le lot B (ces "écarts" tiennent compte de l'écart des distributions de u^*).

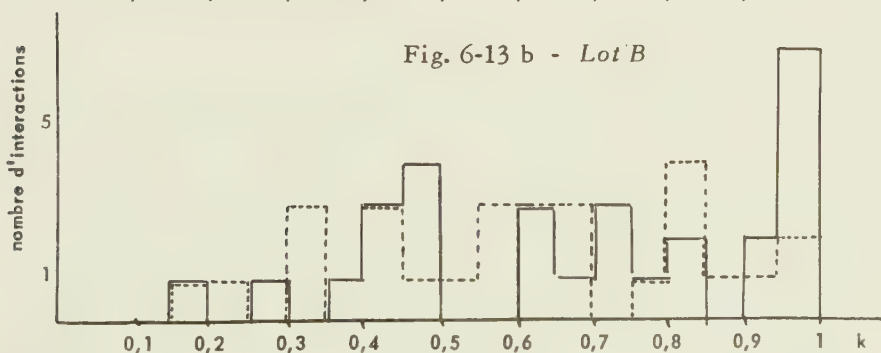
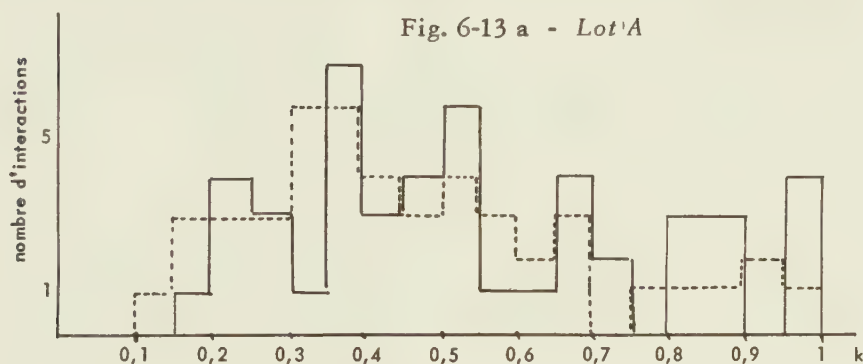


Fig. 6-13 - Distribution de l'inélasticité (k_N : — k_π : ---)

Si nous tenons compte de la proportion d'interactions π -nucléon contenues dans notre lot (voir III-2), nous pouvons dire que, en moyenne, dans une interaction avec un seul nucléon, 60 % environ de l'énergie disponible dans le système du centre de masse est emportée par les particules autres que les deux qui ont interagi.

Une étude de la variation de l'inélasticité avec l'énergie attribuée à la particule incidente a donné les résultats suivants :

	LOT A			LOT B		
	$\langle k_N \rangle$	$\langle k_\pi \rangle$	"écarts"	$\langle k_N \rangle$	$\langle k_\pi \rangle$	"écarts"
$2,4 < \gamma_c < 3,5$	0,68	0,57	$\pm 0,30$	0,79	0,69	$\pm 0,20$
$3,5 < \gamma_c < 4,5$	0,46	0,39	$\pm 0,20$			
$4,5 < \gamma_c < 6$	0,48	0,43	$\pm 0,30$	0,56	0,50	$\pm 0,20$
$6 < \gamma_c < 10$				0,59	0,54	$\pm 0,20$

Les "écarts" ne nous permettent pas de conclure à une variation de k en fonction de l'énergie.

Les valeurs de l'inélasticité que nous avons trouvées sont proches de celles qui ont été obtenues par des travaux antérieurs (voir Réf. 6-9, 6-15 et 6-16).

Nous ferons au chapitre suivant la comparaison de ces résultats avec les prévisions des modèles théoriques d'interaction.

COMPARAISON DES RESULTATS AVEC LES PREVISIONS THEORIQUES

Nous nous proposons dans ce chapitre, d'exposer succinctement quelques résultats prévus par les principales théories des interactions nucléon-nucléon, facilement comparables avec les résultats obtenus dans le présent travail. Nous nous limiterons aux quatre théories dont certaines prévisions ont déjà fait l'objet de comparaisons favorables avec des résultats expérimentaux, c'est-à-dire :

- le modèle statistique de E. Fermi,
- le modèle hydrodynamique de L. Landau,
- le modèle de W. Heisenberg, et
- le modèle dit "à deux centres d'émission".

1 - MODELE STATISTIQUE DE FERMİ

a) Hypothèses

Lorsque deux nucléons de très haute énergie se rencontrent, Fermi suppose (voir Réf. 7-1 et 7-2) que toute l'énergie disponible dans le système de leur centre de masse est contenue dans un volume V de dimensions comparables à celles du nuage mésonique entourant les nucléons. Avec cette énergie, on peut obtenir différents états finals compatibles avec les lois de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement, du moment angulaire, de la charge, etc... Chacun de ces états est représenté par un certain nombre de particules créées qui viennent s'ajouter aux deux nucléons originaux.

Cette théorie repose principalement sur l'hypothèse selon laquelle les actions mutuelles des particules produites sont si fortes qu'il peut s'établir un équilibre statistique entre tous les états possibles à l'intérieur du volume V et pendant le temps très court qui s'écoule avant l'expansion de ce volume.

La probabilité de formation de l'un des états finals possibles est proportionnelle à la probabilité de trouver toutes les particules qui le représentent, à l'intérieur du volume V au même instant.

Les caractéristiques de la collision, telles que le nombre, l'énergie et la distribution angulaire des particules produites, seraient déterminées à l'instant qui précède l'expansion du système, c'est-à-dire à l'instant où la densité d'énergie est maximum. Toute interaction cesserait donc au moment où commence l'expansion du système; ce qui revient à séparer nettement l'interaction et l'émission des particules, et à considérer que le passage de l'une à l'autre est discontinu.

A haute énergie, l'énergie disponible est grande et les états possibles nombreux.

A l'aide de ce modèle, Fermi a calculé :

- le nombre de particules créées, et la variation de ce nombre avec l'énergie de la particule primaire,
 - leur énergie dans le système du centre de masse, et
 - leur répartition angulaire,
- en considérant leur vitesse, dans le système du centre de masse, très proche de celle de la lumière.

b) Nombre de particules

Si le système du centre de masse se déplace avec la vitesse β_c le volume V dans lequel se concentre l'énergie de l'interaction est :

$$V = V_0 / \gamma_c \text{ avec } \gamma_c = 1 / \sqrt{1 - \beta_c^2},$$

$V_0 = (4 \pi / 3) (\hbar / m_\pi c)^3 \approx 10^{-38} \text{ cm}^3$ est le volume du nuage mésonique d'un nucléon au repos et $(\hbar / m_\pi c)$ est la longueur d'onde de Compton des mésons π .

A l'aide des résultats de la thermodynamique statistique on montre que le nombre de particules secondaires est proportionnel à

$$(U/Mc^2)^{1/4}$$

Fermi donne dans l'intervalle de 10 à 100 Gev (voir Réf. 7-1)

$$1,34 \frac{(W - 2)^{3/2}}{W} \text{ (avec } W = \frac{U^*}{Mc^2} = 2 \gamma_c)$$

comme nombre de π produits.

c) Energie des particules produites

L'énergie moyenne dans le système du centre de masse serait :

$$\langle u^* \rangle = \frac{\text{densité d'énergie}}{\text{densité de particules}} \quad \text{soit}$$

$$\langle u^* \rangle \text{ proportionnelle à } (U/Mc^2)^{1/4}$$

Cette théorie prévoit (voir VII-2 - b) que le nombre de particules créées est petit. Si on suppose que toute l'énergie disponible va à leur production, leur énergie moyenne est élevée. Pour un primaire de 100 Gev, par exemple, elle est d'environ 3 Gev.

Sur la figure 7-1, est représentée la distribution en quantité de mouvement, dans le système du centre de masse, prévue par ce modèle, et ceux que nous allons envisager ensuite.



Fig. 7-1 - Distribution de p^* prévue par les modèles de Fermi, Landau et Heisenberg.

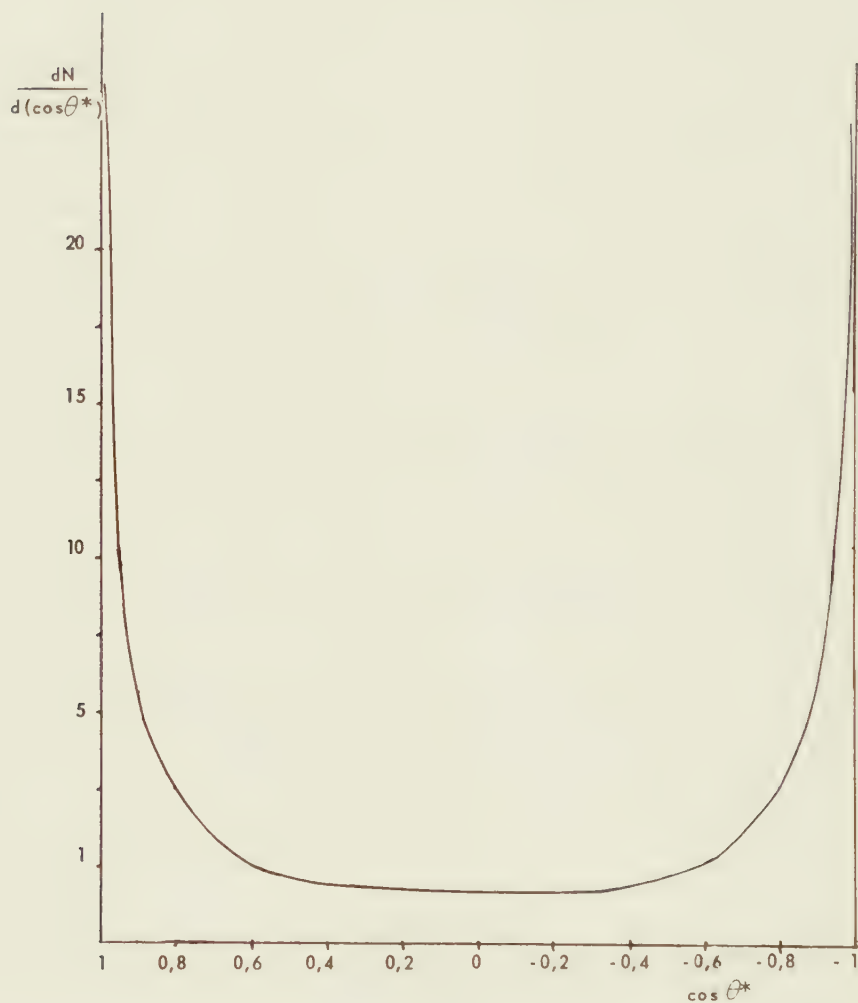


Fig. 7-2 - Distribution angulaire prévue par le modèle de Fermi pour la valeur moyenne du paramètre d'impact (0,959 f)

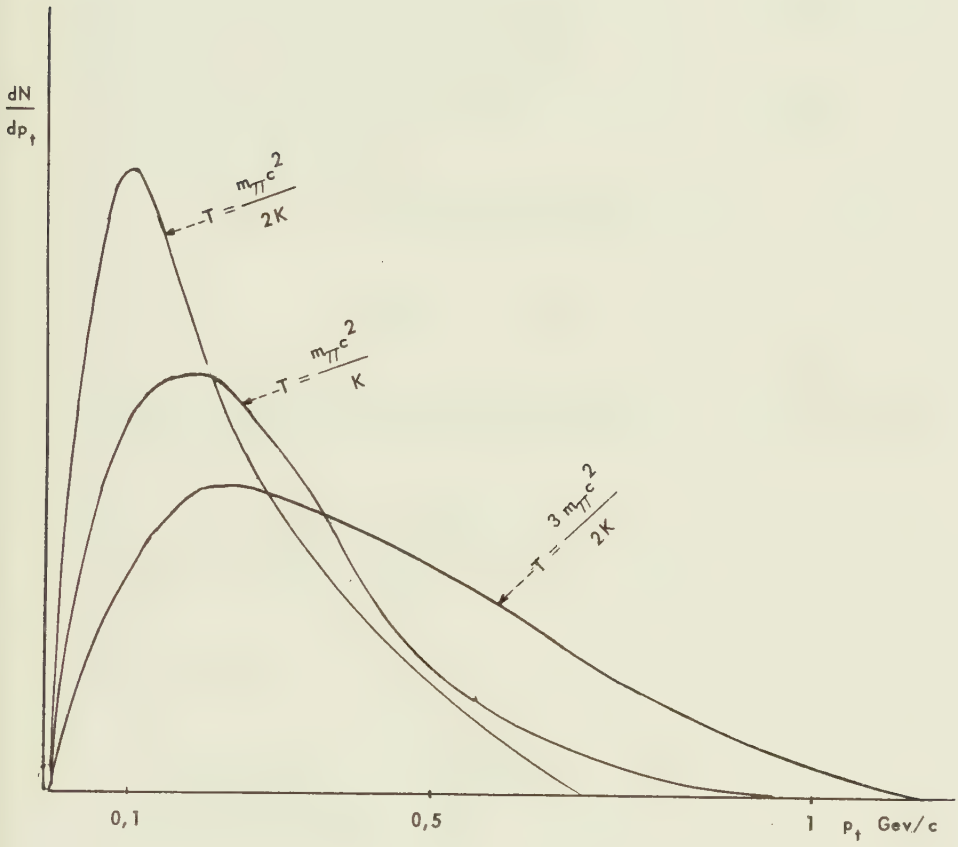


Fig. 7-3 - Distribution des p_t prévue par Milekbin et Rozental (Ref. 7-6)

d) Distribution angulaire

Etant donnée la nature statistique de ce modèle, on peut s'attendre à une distribution isotrope, si on ne fait pas intervenir la loi de conservation du moment angulaire.

Celui-ci pouvant être grand pour des paramètres d'impact non nuls, et le nombre de particules étant petit, sa conservation doit favoriser la production de particules qui auront le plus grand moment angulaire possible, c'est-à-dire celles qui seront émises très près de la direction incidente, à des angles θ^* proches de 0° et 180° . Ces conditions conduisent à des distributions angulaires différentes pour chaque valeur du paramètre d'impact; nous avons reproduit sur la figure 7-2 une telle distribution pour une valeur du paramètre d'impact égale à 0,959 f. Dans le cas d'un paramètre d'impact nul, la distribution serait isotrope.

2 - MODELE HYDRODYNAMIQUE DE LANDAU

a) Hypothèses

En reprenant les hypothèses de la théorie précédente, Landau a relevé deux faits qui ne lui semblaient pas avoir de sens physique (voir Réf. 7-3).

D'une part il relève une contradiction entre l'hypothèse d'une forte interaction entre les particules confinées dans le volume V, et l'hypothèse d'une absence d'interaction entre ces mêmes particules au moment où commence l'expansion.

D'autre part, l'interaction devant s'étendre sur une distance de l'ordre de $\hbar/m_\pi c$, pendant un intervalle de temps de

$$\hbar c / m_\pi c^2 \cdot U^*,$$

la perturbation devrait se déplacer à une vitesse égale à $U^* \cdot c / Mc^2$, c'est-à-dire supérieure à celle de la lumière.

Devant ces objections, Pomeranchuk (Ref. 7-4) a supposé que le nombre des particules n'est défini que pendant l'expansion du volume V, alors que l'interaction entre elles s'est considérablement affaiblie; les particules s'échapperaient alors librement de ce volume.

La production des particules aurait donc lieu de la manière suivante (voir Réf. 7-5) :

i) Dans une première étape, les deux nucléons forment un système composé, et l'énergie est concentrée dans le volume V contracté dans le sens du mouvement; des particules sont créées et un équilibre statistique peut s'établir.

ii) Dans une seconde étape, le volume se dilate; pendant cette dilatation les particules reçoivent une accélération due à la pression hydrodynamique. Dans ces deux étapes, les particules sont continuellement créées et absorbées.

iii) Dans une troisième étape, il y a démolition du système; l'interaction entre les particules diminue jusqu'à ce qu'elles se séparent les unes des autres; cette démolition aurait lieu à une température

$$T \approx m_{\pi} c^2 / K \text{ (K étant la constante de Boltzmann)}$$

b) Prévisions

i) Le nombre total de particules produites est proportionnel à

$$(U / 2 M c^2)^{1/4}$$

le facteur de proportionnalité est compris entre 1 et 2.

ii) La distribution en énergie est reproduite sur la figure 7-1; on peut y remarquer une probabilité non négligeable de trouver des particules de grande quantité de mouvement.

iii) La distribution angulaire est fortement anisotrope, de la forme :

$$dN/d\theta^* \approx \exp. (\sqrt{\text{Log}^2 \frac{a}{A} + \text{Log}^2 \theta^*}) / \sin \theta^*$$

si on suppose que le volume V a la forme d'une ellipsoïde de révolution dont le petit axe est $a = 2 M c^2 A / U^*$, et le grand axe $A \sim \hbar / m_{\pi} c$.

iv) Une étude des distributions de p_t prévue par la théorie, a été faite par Milekhin et Rozental (Réf. 7-6) pour différentes températures T; ces distributions sont reproduites sur la figure 7-3.

v) La dilatation étant supposée plus forte dans la direction du mouvement, que dans le reste du volume, les quelques particules proches de l'axe emporteraient une grande fraction de l'énergie.

Une étude de l'inélasticité k en fonction de l'énergie de la particule incidente (voir Ref. 7-7) a donné les résultats suivants :

U	10^{12}ev	10^{14}ev	10^{16}ev
k	20 %	30 %	45 %

Si nous extrapolons ces résultats au domaine d'énergie qui nous intéresse, la valeur de k prévue doit être de 10 % environ.

3 - MODELE DE HEISENBERG

a) Hypothèses

Ce modèle a été élaboré à partir de l'hypothèse selon laquelle la quantité d'énergie transférée par les nucléons au champ mésonique, dépend du paramètre d'impact b . Heisenberg suppose que l'inélasticité est reliée au paramètre d'impact par une loi exponentielle:

$$k = \exp. (-b/r_0), \text{ avec } r_0 = \hbar/m_\pi c$$

b) Prévisions

i) En supposant une distribution en énergie dans le système du centre de masse de la forme :

$$dN/du^* = C^{te}/u^{*2},$$

on trouve que le nombre de particules secondaires est :

$$N = (A/m_\pi) (1 - 1/\gamma_c);$$

ii) La distribution en énergie est reproduite sur la figure 7-1, elle possède un maximum pour $u^* = m_\pi c^2$ et on remarque la présence d'un grand nombre de particules de basse énergie.

L'énergie moyenne est $\langle u^* \rangle = (m_\pi \cdot \gamma_c \cdot \text{Log. } \gamma_c) / (\gamma_c - 1)$

iii) Un méson de quantité de mouvement p^* sera émis à un angle

$$\theta^* = m_\pi c / p^*$$

Ainsi les particules de grande énergie seront émises très près de l'axe et celles de faible énergie se répartiront isotropiquement; la distribution angulaire comporte donc deux pics pour les angles proches de 0° et 180° .

iv) Dans le tableau ci-dessous, sont reproduites quelques valeurs du nombre de particules, de leur énergie moyenne et de l'inélasticité, en fonction de l'énergie de la particule incidente (n_π et n_K sont respectivement les nombres de mésons π et K).

U Gev	10	100	1.000	10.000
$\langle n_\pi \rangle$	$3,6 \pm 0,7$	$4,2 \pm 0,8$	$5,2 \pm 0,8$	$8,0 \pm 0,1$
$\langle n_K \rangle$		$0,9 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,6$
$\langle u_\pi^* \rangle$ Gev	$0,25 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,05$	$0,67 \pm 0,07$
$\langle u_K^* \rangle$ Gev		$1,0 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,15$	$2,0 \pm 0,18$
k	0,34	0,19	0,13	0,09

Le p_t est de l'ordre de $m_\pi c$.

4 - MODELE DE L'EMISSION A DEUX CENTRES DISTINCTS

a) Hypothèses

Dans ses différents développements, ce modèle de production multiple des mésons dans les interactions s'appuie sur l'hypothèse selon laquelle ces particules sont émises indépendamment à partir de deux centres indépendants qui se déplacent dans des directions opposées dans le système du centre de masse.

Takagi (Réf. 7-9) a été le premier à proposer un tel modèle; l'émission des particules se faisant isotropiquement dans le système lié à chaque centre émetteur (Réf. 7-10).

Kraus haar et Marks (Réf. 6-8) ont suggéré que chacun de ces deux centres est constitué par un nucléon fortement excité. Ils supposent que la vie moyenne de ces états excités est telle que l'interaction proprement dite ait cessé lorsque l'émission des particules a lieu. Cette émission aurait donc lieu à partir de deux systèmes libres; on peut la concevoir pour chaque système selon un modèle semblable à ceux qui ont été exposés précédemment pour l'émission à partir d'un centre unique.

On peut concevoir différents états d'excitation dépendant des valeurs du moment angulaire et de l'inélasticité.

b) Prévisions

i) Le nombre de particules produites est proportionnel à

$$(U/Mc^2)^{3/8}$$

ii) Les particules provenant de chacun des centres pourraient avoir des énergies totalement différentes.

iii) Les particules sont émises préférentiellement dans deux cônes ayant pour axes la direction incidente et situés de part et d'autre d'une direction perpendiculaire à cette direction.

5 - COMPARAISON DES PREVISIONS DES MODELES THEORIQUES ET DES RESULTATS DE L'EXPERIENCE PRESENTE

Nous n'avons, bien entendu, utilisé pour cette comparaison, que les résultats obtenus sur les interactions que nous avons considérées comme ayant pu avoir lieu avec un seul nucléon.

a) Nombre de particules

La corrélation entre n_s et l'énergie attribuée à la particule incidente est représentée sur la figure 7-4, chaque point de cette figure représente la valeur moyenne des n_s des interactions dont l'énergie est située dans l'un des intervalles de 10 Gev; les écarts représentés sont les "écarts" (voir III-4 - e) des distributions des n_s de chaque intervalle d'énergie.

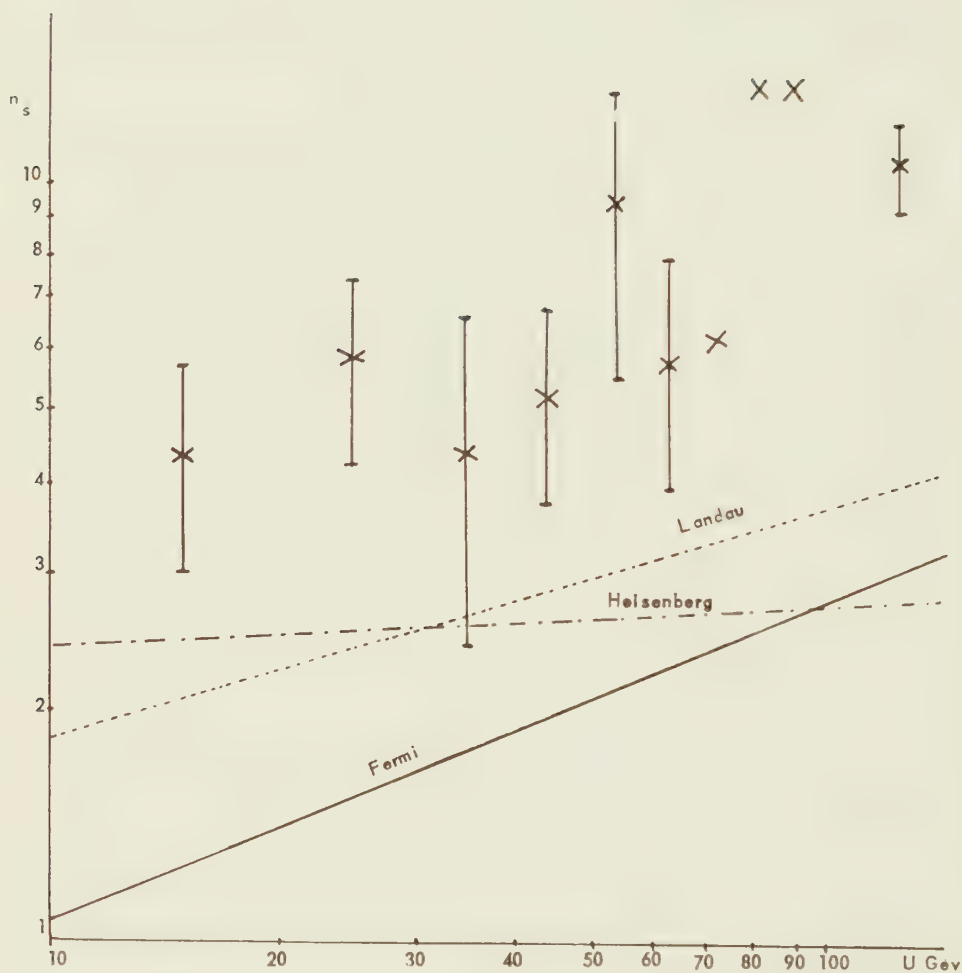
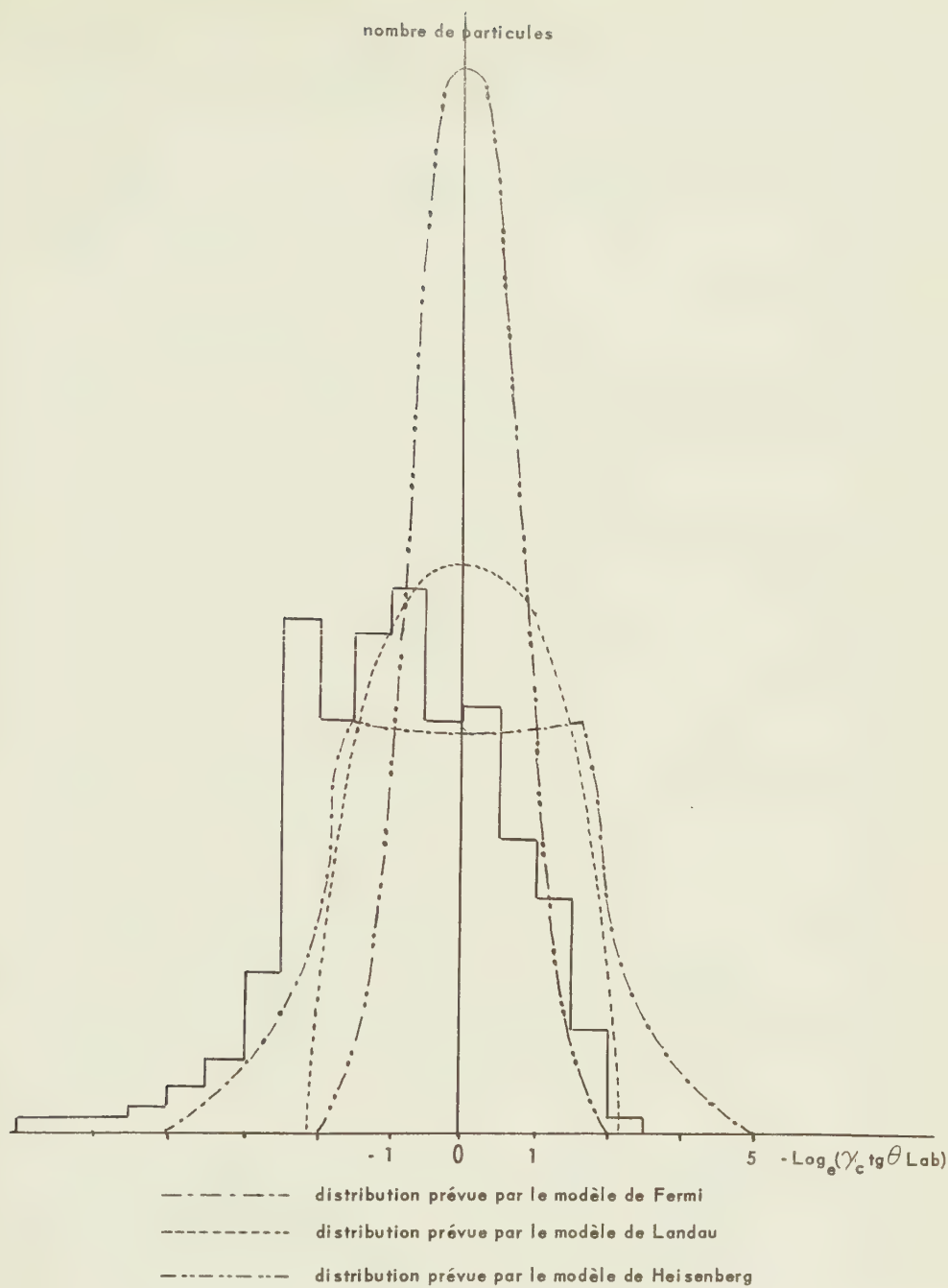
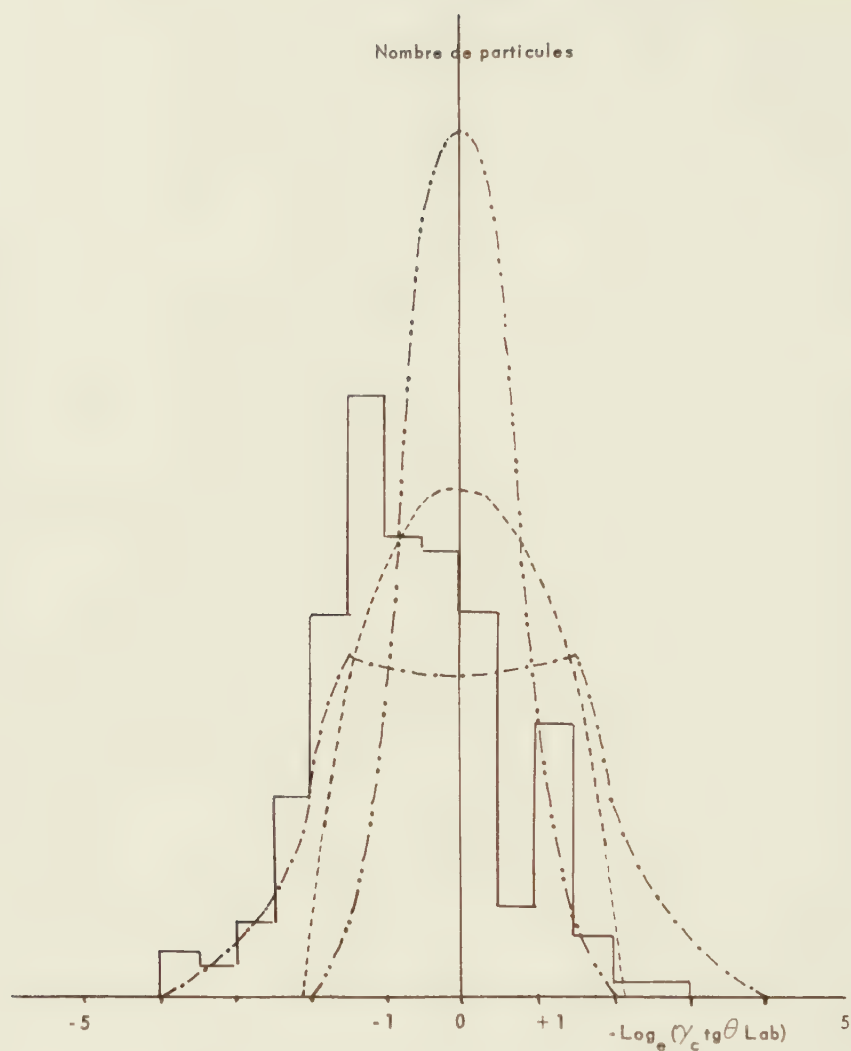


Fig. 7-4 - Corrélation n_s - énergie incidente



(cf. Ref. 7-11)

Fig. 7-5 - Distribution angulaire, dans le système du centre de masse, des particules des interactions du lot A.



- distribution prévue par le modèle de Fermi
- distribution prévue par le modèle de Landau
- .-.-.- distribution prévue par le modèle de Heisenberg

(cf. Ref. 7-11)

Fig. 7-6 - Distribution angulaire, dans le système du centre de masse, des particules des interactions du lot B.

La variation du nombre n_s de particules chargées avec l'énergie de la particule incidente est difficile à définir, à partir de la figure 7-4, mais elle n'est pas incompatible avec une loi de la forme $(U/Mc^2)^t$ avec $t > 0$, que prévoient les divers modèles précédemment exposés.

Les valeurs obtenues pour n_s sont beaucoup plus grandes que celles que prévoient les modèles de Fermi et de Heisenberg pour des énergies comprises entre 10 et 100 Gev.

b) Quantité de mouvement dans le système du centre de masse. Energie moyenne.

Comme on peut le voir sur la figure 6-6 les distributions de la quantité de mouvement obtenues pour les lots A et B, (définis en VI-3), sont tout à fait incompatibles avec celles prévues par les modèles de Fermi, de Landau et de Heisenberg pour une énergie de 40 Gev.

Les valeurs moyennes de l'énergie des particules produites que nous avons obtenues, pour des mésons π , sont :

$$\langle u^* \rangle = 0,460 \text{ Gev}/c \text{ pour le lot A, et}$$

$$\langle u^* \rangle = 0,560 \text{ Gev}/c \text{ pour le lot B}$$

avec des "écarts" de $\pm 0,3 \text{ Gev}/c$ et de $\pm 0,4 \text{ Gev}/c$ respectivement.

Ces valeurs sont nettement inférieures aux prévisions du modèle de Fermi (qui prévoit 3,2 Gev pour $U = 100 \text{ Gev}$, et 2,1 Gev pour $U = 10 \text{ Gev}$) et un peu supérieures à celles du modèle de Heisenberg (qui prévoit 0,36 Gev pour $U = 100 \text{ Gev}$, et 0,25 pour $U = 10 \text{ Gev}$).

c) Distribution angulaire

Bozoki et al. (cf. Ref. 7-11) ont étudié les distributions angulaires prévues par les différents modèles en prenant comme variables $\lambda = -\text{Log}(\gamma_c \text{ tg } \theta)$. Nous avons reproduit ces distributions et celles que nous avons obtenues pour les lots A et B sur les figures 7-5 et 7-6. Un test de χ^2 appliqué pour comparer ces deux distributions avec des distributions de Gauss, a donné (voir V-6 - c) $P\chi^2 = 10\%$ pour le lot A et $P\chi^2 = 5\%$ pour le lot B.

Les distributions expérimentales ne sont donc pas incompatibles avec des distributions normales caractérisées par :

$$\text{valeur moyenne} = -0,89, \text{ écart-type} = 1,4, \text{ pour le lot A,}$$

$$\text{valeur moyenne} = -0,685, \text{ écart-type} = 1,2, \text{ pour le lot B.}$$

Ni l'une ni l'autre ne sont compatibles avec les distributions prévues par les modèles de Fermi, Landau et Heisenberg. L'introduction de nucléons non observés, émis vers l'arrière, ne modifie pas cette situation.

Cette incompatibilité provient de la dissymétrie vers l'avant de la distribution angulaire que nous avons obtenue (voir VI-5). Il est possible que nous ayons obtenu une distribution symétrique, si nous n'avions pas eu de biais dû au déclenchement.

c) Quantité de mouvement transverse

A l'aide des figures 7-7 a et 7-7 b on peut comparer les distributions de p_t des lots A et B avec celles proposées par Milekhin et Rozental (cf. Ref. 7-6), à partir du modèle de Landau.

L'application d'un test de χ^2 à l'étude de l'accord entre les distributions expérimentales et la distribution théorique, correspondant à $T = m_{\pi}c^2/K$ (voir VII-2), a donné les résultats suivants :

pour le lot A : $P_{\chi^2} = 60\%$ (voir V-6 c) et

pour le lot B : $P_{\chi^2} = 23\%$

Ce qui montre un bon accord.

L'application du test de χ^2 à l'accord entre nos résultats et les distributions théoriques correspondant à $T = m_{\pi}c^2/2K$ et $T = 3m_{\pi}c^2/2K$ a donné $P_{\chi^2} < 1\%$ dans tous les cas, ce qui indique une incompatibilité.

A cause de la dissymétrie observée dans la distribution angulaire nous avons comparé les distributions de p_t des particules émises à $\theta^* > 90^\circ$ et $\theta^* < 90^\circ$. Nous n'avons pas trouvé de différences significatives comme l'indiquent les résultats du tableau ci-dessous.

		$\langle p_t \rangle$ GeV/c	"écarts" en GeV/c
Lot A	$\theta^* < 90^\circ$	0,28	$\pm 0,17$
	$\theta^* > 90^\circ$	0,30	$\pm 0,17$
Lot B	$\theta^* < 90^\circ$	0,34	$\pm 0,20$
	$\theta^* > 90^\circ$	0,28	$\pm 0,15$

d) Inélasticité

Les valeurs obtenues pour cette quantité (voir VI-7) sont très supérieures aux prévisions des théories de Landau et de Heisenberg. L'étalement de la distribution de l'inélasticité, pour une énergie donnée, semble indiquer qu'elle dépend d'un autre paramètre que l'énergie de la particule incidente. Ce pourrait être, par exemple, le paramètre d'impact, comme le suppose Heisenberg.

e) Conclusion

L'accord de la distribution des quantités de mouvement transverses des secondaires des interactions simples et d'une distribution théorique prévue par Milekhin et Rozental (pour $T = m_{\pi}c^2/K$) est le principal

Fig. 7-7 a - Lot A

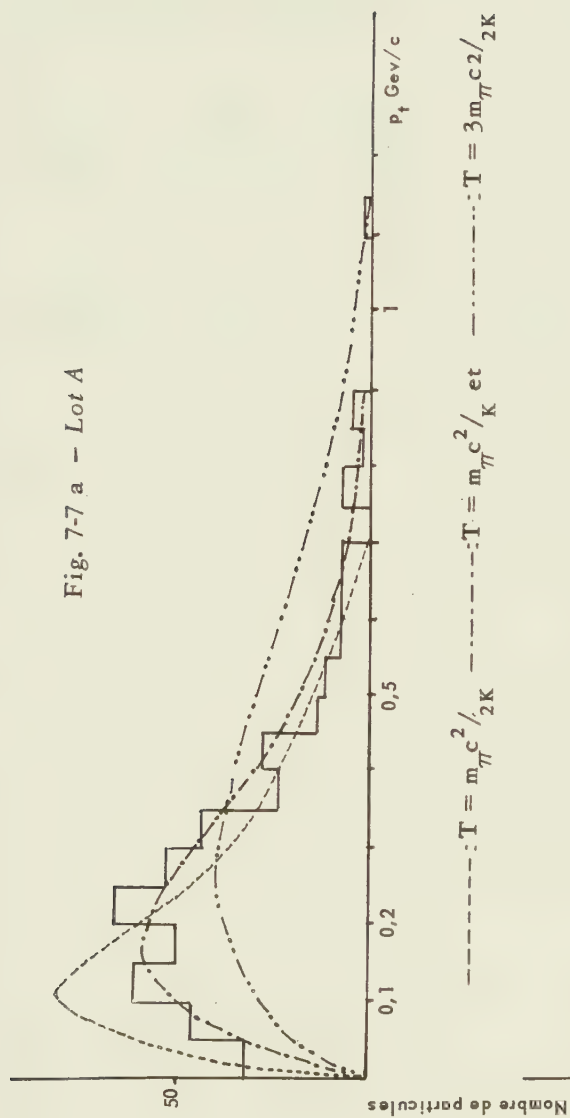


Fig. 7-7 b - Lot B

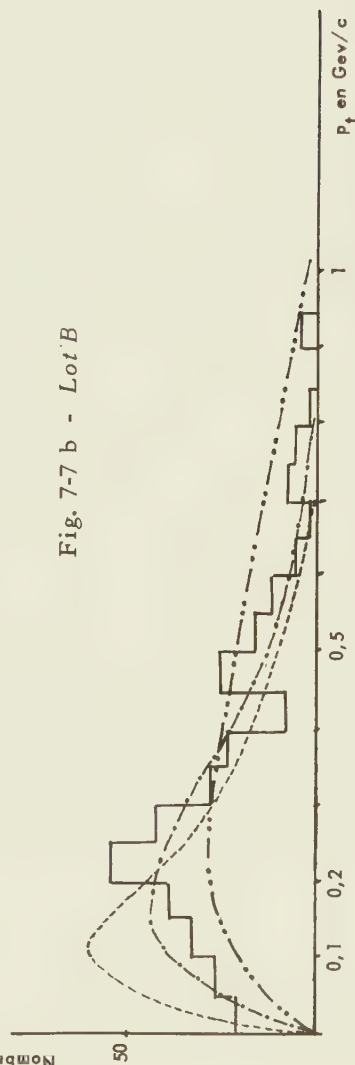


Fig. 7-7 - Distribution des p_t et comparaison avec les distributions de Millekin et Rozenal

résultat positif de la comparaison que nous venons de faire entre les prévisions des modèles théoriques et les résultats de notre expérience.

Malgré le biais expérimental qui peut l'expliquer, la dissymétrie vers l'avant de la distribution angulaire dans le système du centre de masse, indique l'existence d'interactions qui, individuellement, présentent une dissymétrie. Seuls, N.L. Grigorov et al. (Ref. 7-14) ont aussi remarqué cette dissymétrie dans la distribution angulaire des particules secondaires chargées de quelques interactions.

L'utilisation par les autres expérimentateurs de valeurs de γ_c obtenues en supposant la symétrie de la distribution angulaire par rapport à $\theta^* = 90^\circ$, est peut-être la raison pour laquelle ils n'ont pas pu signaler ce fait.

Comme pour tous les travaux dont nous avons eu connaissance, nous ne pouvons donc pas dégager un accord complet entre la totalité des résultats expérimentaux et les prévisions d'un seul modèle théorique.

Auteurs	Energie (Gev)	Nombre d'inter- actions	Cible	$\langle n_s \rangle$ toutes les interactions	$\langle n_s \rangle$ interactions simples	$\langle p_t \rangle$ (Gev/c)	$\langle u^* \rangle$ (Gev)	$\langle k \rangle$	Nombre de V_0 observés
EMULSIONS									
G. Bertolino (Ref. 6-9)	> 200	47	Br, Ag				0,47 $\pm$ 0,06	0,52 $\pm$ 0,21	
G. Wataghin (Ref. 6-15)	6-6000	35	"	6,5 $\pm$ 0,3				0,65 $\pm$ 0,05	
E. Lohrmann (Ref. 6-11)	100	3	"				0,35		
V. Barashenkov et al. (Ref. 6-13)	9	50	"		3,6 $\pm$ 0,5			0,5	
E. Fenyès et al. (Ref. 6-14)	10-100		"			0,3	0,35		
S. Kaneko et al. (Ref. 7-12)	10-300	9	"			0,31 $\pm$ 0,04	0,42 $\pm$ 0,03		
A. Vinitzky et al. (Ref. 7-15)	> 10	7	"			0,3	0,5		

CHAMBRES DE WILSON

G. Askowitch et K. Sitte (Ref. 5-4)	20-25		Li C Al Pb	5,35 5,6 6 6,6	3,4				
L.S. Hansen et W.B. Fretter (Ref. 3-11)	10-1000	41	C		2,3 $\pm$ 0,8 pour $\langle \gamma_c \rangle = 2,7$ 4,5 pour $\langle \gamma_c \rangle = 7,1$	0,308 $\pm$ 0,023	0,42 $\pm$ 0,04	< 1	
N.L. Grigorov et al., (Ref. 7-14)	100-500	16	LiH	7 $\pm$ 1		$\sim$ 0,35	0,4	0,3	
L. Montanet (Ref. 7-13)	$\sim$ 100	116	Paraf- fine	7,5 $\pm$ 0,3	6,7	0,28 $\pm$ 0,1	0,52	$\sim$ 0,3	10
Présent travail	10-100	117	Al	7,3	5,7	0,31	0,5	$\sim$ 0,6	14

COMPARAISON AVEC D'AUTRES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous concluons cette étude par une comparaison entre les résultats les plus importants auxquels elle a abouti, et ceux que d'autres expérimentateurs ont obtenus dans un domaine d'énergie assez proche du nôtre. Cette comparaison est présentée dans le tableau ci-contre et montre que les résultats du présent travail sont proches de ceux d'autres expériences.

Cet ensemble de résultats permet de dégager certaines propriétés importantes des interactions à haute énergie. On voit par exemple que la valeur moyenne de la quantité de mouvement transverse des particules secondaires chargées est de 0,3 GeV/c environ, que celle de l'énergie des mésons π chargés, dans le système du centre de masse, est de l'ordre de 0,4 GeV/c, et que l'inélasticité varie autour de 0,5.

Une comparaison, plus poussée, montre que les distributions des quantités de mouvement transverses obtenues dans ces différents travaux se ressemblent et ont un maximum aux environs de 0,2 GeV/c, elle montre aussi que la distribution angulaire des particules secondaires dans le système du centre de masse est anisotrope.

Par ailleurs les informations que nous avons obtenues sur les particules étranges, notamment sur les V^0 , n'ont pas actuellement à notre connaissance de correspondance ailleurs.

Avec les chambres à bulles à hydrogène, ou à liquide plus lourd, utilisées auprès d'accélérateurs de grande énergie, il sera possible d'obtenir des résultats plus précis, puisque l'état initial de l'interaction sera défini et que l'on pourra disposer d'un nombre considérablement plus grand de photographies.

RESUME

Nous avons effectué une expérience destinée à étudier les interactions de particules chargées de grande énergie avec les nucléons. Cette expérience a été faite à l'aide des deux grandes chambres de Wilson superposées installées à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre. Parmi 9 600 clichés, nous avons choisi 117 interactions produites dans l'aluminium par des particules chargées du rayonnement cosmique, de plus de 10 Gev. Cette énergie était supérieure à celle des accélérateurs en fonctionnement à la fin de 1957, époque à laquelle l'expérience a été faite.

Nous avons déterminé les directions et les quantités de mouvement des secondaires de ces interactions à partir des trois clichés de la chambre supérieure. Cette chambre est plongée dans un champ d'induction magnétique de 5 000 gauss environ. La quantité de mouvement maximum que l'on peut y déterminer est de 27 Gev/c. Cette valeur a été déduite d'une étude des effets parasites qui se produisent dans la chambre. A partir des mesures faites sur les secondaires nous avons recherché des interactions ayant probablement eu lieu avec un seul nucléon, et nous avons essayé de déterminer dans ce cas l'énergie de la particule incidente. Nous avons étudié les propriétés des secondaires dans le système du centre de masse des particules entrées en collision, et comparé les résultats obtenus avec les prévisions de certains modèles théoriques.

Les principaux résultats obtenus dans ce travail sont les suivants :

1) Le nombre moyen de secondaires chargés, autres que les électrons, apparaissant avec l'ionisation minimum, est :

$$\langle n_s \rangle = 7,3$$

par interaction, dans l'aluminium, avec un ou plusieurs nucléons du noyau. Cette valeur a été obtenue à partir de l'étude des 101 interactions dans lesquelles des particules instables n'ont pas été observées.

2) La distribution de la quantité de mouvement transverse (p_t) des secondaires dans les conditions précédentes est caractérisée par la valeur moyenne :

$$\langle p_t \rangle = 0,31 \text{ Gev/c}$$

et un "écart" (défini en III-4 - e) de $\pm 0,205 \text{ Gev/c}$.

3) Nous avons observé 14 V^0 et 3 $V^\pm$; leur étude permet de conclure que $(26 \pm 12) \Lambda^0$ et $(22 \pm 14) \theta^0$ ont été produits dans les 117 interactions et que le nombre d'hypérons chargés est beaucoup plus faible que celui des V^0 observés.

4) A partir des considérations dynamiques, nous avons estimé que dans 41 interactions (soit 35 %) plusieurs nucléons sont intervenus (interactions multiples). Les 76 autres ont pu avoir lieu avec un seul nucléon (interactions simples).

On remarque entre les deux groupes d'interactions que nous venons de définir une différence très marquée en ce qui concerne la multiplicité et les distributions en angle, quantité de mouvement et quantité de mouvement transverse.

La multiplicité est plus grande ($\langle n_s \rangle = 10,7$) pour les interactions multiples que pour celles qui appartiennent au second groupe ($\langle n_s \rangle = 5,7$). Les secondaires des interactions multiples sont émis à des angles plus grands que ceux des autres interactions; leurs distributions de p_t sont différentes. 40 % des secondaires d'interactions multiples (c'est-à-dire 4 par interaction) ont une quantité de mouvement inférieure à 1 Gev/c, contre 28 % (c'est-à-dire 1,5 par interaction) pour les autres.

Ces différences s'expliquent simplement en supposant un processus d'interaction en cascade à l'intérieur du noyau pour les interactions multiples; le comportement du second groupe étant compatible avec l'hypothèse d'interactions avec un seul nucléon. Ce groupe sera désigné dans la suite par l'expression "interactions simples".

5) Nous avons essayé de déterminer la quantité de mouvement de la particule incidente des interactions simples, c'est-à-dire appartenant au second groupe, à partir de la somme des quantités de mouvement des secondaires chargés. Pour cela nous avons tout d'abord été amenés par l'examen des événements, à séparer les interactions simples en deux groupes : l'un dans lequel une particule possède une quantité de mouvement très supérieure à celle des autres (lot A), l'autre dans lequel aucune particule ne se distingue nettement des autres par ce critère de quantité de mouvement (lot B).

Pour déterminer la quantité de mouvement de la particule incidente, dans le cas du lot A, nous avons multiplié par 3/2 la somme des quantités de mouvement des particules chargées autres que la particule la plus énergétique (parce que nous supposons que cette particule peut être l'une de celles qui ont interagi) et nous y avons ajouté la quantité de mouvement de cette particule très énergétique.

Dans le cas du lot B, nous avons simplement multiplié par 3/2 la somme des quantités de mouvement de toutes les particules chargées. L'utilisation du facteur 3/2 provient de l'hypothèse de l'indépendance de charge des particules créées dans l'interaction.

Dans plus de 50 % des cas l'énergie calculée est supérieure à 30 Gev c'est-à-dire à celle fournie actuellement par les accélérateurs.

6) Nous avons étudié les interactions simples dans le système du centre de masse des particules entrées en collision.

Dans ce système les distributions des quantités de mouvement (p^*) se caractérisent, en supposant que toutes les particules d'ionisation minimum sont des π , par des valeurs moyennes de :

$$\langle p^* \rangle = 0,44 \text{ GeV/c pour le lot A, et}$$

$$\langle p^* \rangle = 0,55 \text{ GeV/c pour le lot B,}$$

et des "écarts" respectifs de $\pm 0,25$ et $\pm 0,36$ GeV/c. A partir des résultats obtenus on peut déduire que l'énergie se répartit symétriquement de part et d'autre de $\theta^* = 90^\circ$.

Les distributions angulaires montrent dans les deux cas une forte anisotropie et une dissymétrie vers l'avant, cette dissymétrie peut avoir pour cause un biais expérimental.

Les distributions de l'inélasticité sont très étalées. Nous avons obtenu des valeurs moyennes de 0,55 pour le lot A et de 0,70 pour le lot B avec des "écarts" respectifs de $\pm 0,27$ et $\pm 0,35$.

7) Nous avons comparé ces résultats avec les prévisions des modèles de Fermi, Landau et Heisenberg.

Les distributions des p^* sont incompatibles avec celles prévues par ces trois modèles.

A cause de sa dissymétrie, par rapport à $\theta^* = 90^\circ$, la distribution angulaire que nous obtenons, n'est en accord avec aucune des distributions prévues par les modèles théoriques.

Les valeurs moyennes de l'inélasticité sont beaucoup plus élevées que ne le prévoient les modèles de Landau et Heisenberg.

Nous avons trouvé un bon accord de la distribution expérimentale des quantités de mouvement transverses des secondaires des interactions simples avec la distribution prévue par Milekhin et Rozental, à partir du modèle de Landau, pour $T = m_\pi c^2/K$.



Interaction simple appartenant au lot A ($\Sigma p_L \geq 50 \text{ GeV}/c$)



9 2 4 1 6

Interaction multiple ($\Sigma p_L = 40 \text{ Gev}/c$)



Interaction dans laquelle une particule instable neutre a été produite
($\Sigma p_L = 40 \text{ GeV}/c$)



Interaction simple appartenant au lot B ($\Sigma p_L = 19 \text{ Gev}/c$)

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur Leprince-Ringuet de trouver ici l'expression de ma profonde et respectueuse gratitude. L'accueil chaleureux qu'il me réserva à mon entrée au Laboratoire, fut décisif de mon orientation. Je l'en remercie ainsi que des encouragements et des conseils qu'il m'a toujours prodigués. Je lui suis très reconnaissant de l'honneur qu'il m'a fait en m'incorporant à l'une de ces équipes où règnent cet esprit de travail et ce climat d'entente qui lui sont si chers.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Gregory de l'intérêt qu'il m'a toujours témoigné et de la gentillesse avec laquelle il m'a guidé dans mon travail.

Ce m'est un agréable devoir de remercier Monsieur Rafael Armenteros pour ses utiles critiques, ses suggestions et ses conseils très éclairés qui m'ont mieux fait comprendre les exigences de la physique expérimentale.

Les résultats présentés dans cette thèse sont le produit d'un travail collectif auquel, de près ou de loin, ont activement participé tous les membres du Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique; à tous je veux exprimer ma profonde reconnaissance.

Je tiens tout d'abord à rendre hommage aux créateurs et réalisateurs de la remarquable installation des grandes chambres de Wilson du Pic : Messieurs B. Gregory, A. Lagarrigue, F. Muller, Ch. Peyrou, E. Boulanger, G. Chaussier, P. Ferrand et J. Bouniac.

Je suis très heureux de remercier Messieurs Luca Blaskovitch, Claude Ghesquière, Pierre Rivet et Ian de Minvielle-Devaux avec qui j'ai eu la joie de partager tous les problèmes relatifs à l'obtention des résultats. Je souhaite que nous nous retrouvions en équipe devant de nouvelles expériences.

Avec eux Madame J. Siaud, Messieurs A. Astier, B. Gregory, F. Muller, Cl. Bizeau, J. Caillet, G. Chaussier, Ch. Gregory, J. Huc, J.P. Siaud, E. Awunor-Renner, K. Barker, C. Butler, B. French, W. Neale, A. Sabiar et I. Skillicom, j'ai connu les moments difficiles et les journées agréables auprès de l'installation du Pic.

Messieurs C. Defoix et J. Huc ont effectué une grande partie du travail de mesure; Mademoiselle M.L. Migaux a effectué la plus grosse part du travail matériel que nécessite l'établissement des histogrammes, et, avec Mademoiselle H. Noir, a donné au texte sa forme dactylographiée. A tous quatre j'exprime mes remerciements pour leur collaboration très efficace et toujours agréable.

Je remercie également Mademoiselle M.M. Rançon pour le travail considérable qu'elle a fourni avec amabilité, rapidité et compétence pour mener à bien la version ronéotypée de ce texte.

Je remercie Monsieur P. Joliclercq de la qualité des travaux photographiques qu'il a exécutés pour cette thèse.

Que Monsieur Rösch et tout le personnel de l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour l'aide efficace qu'ils ont toujours aimablement accordée.

Ce travail n'aurait jamais pu être mené à terme sans l'utilisation de la calculatrice électronique que l'Institut Blaise Pascal a mise aimablement à notre disposition. Qu'il me soit permis de remercier son directeur M. de Possel, ainsi que Madame Jouanneau et la Compagnie des Machines Bull pour leur collaboration.

Je suis très reconnaissant au C.N.R.S. de l'appui matériel qu'il m'a assuré.

REFERENCES

- 1-1 B.P. GREGORY et al
Nuovo Cimento -11 292, 1954

- 2-1 A. HENDEL
Thèse p. 16, Paris, 1955
- 2-2 B. ROSSI
High Energy Particles p. 67, 1952
- 2-3 R. ARMENTEROS
Thèse p. 58, Paris, 1957

- 3-1 S.F. SINGER
Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics IV, 282, 1958
- 3-2 H.V. NEHER
An. Rev. of Nuclear Sciences, 8, 225, 1958
- 3-3 K. GREISEN
Progress in Cosmic Ray Phys. III, 109, 1956
- 3-4 W.N. HESS
Rev. of Mod. Phys. 30, 368, 1958
- 3-5 B. PONTECORVO
Rapport du Congrès de Kiev p. 45, 1959
- 3-6 B. ROSSI
High Energy Particles p. 82, 1952
- 3-7 A. ASTIER
Thèse, Paris, 1960
- 3-8 F.A. BRISBOUT et al
Phil. Mag. I, 605, 1956
- 3-9 B.P. EDWARDS et al
Phil. Mag. 3, 237, 1958
- 3-10 E. LOHRMANN et M. TEUCHER
Phys. Rev. 112, 587, 1958
- 3-11 L.F. HANSEN et W.B. FRETTER
Phys. Rev. 118, 812, 1960
- 3-12 F. MULLER
Thèse, Paris, 1956

- 4-1 C. FRANZINETTI et G. MORPURGO
Suppl. Nuovo Cimento, 6, 2, 1957
- 4-2 J. PODOLANSKI et R. ARMENTEROS
Phil. Mag. 45, 13, 1954

- 4-3 C. D'ANDLAU et al
Nuovo Cimento, 6, 1135, 1957
- 4-4 Report of Annual Intern. Conf. on High Energy Physics
CERN, 1959
- 4-5 P. MUSSET
Communication privée

- 5-1 N.G. BIRGER et al
Sov. Phys. 4, 872, 1957
- 5-2 E. FERMI
Nuclear Physics, p. 160
- 5-3 R.A. FISHER
Statistical Methods for Research Workers, 1954
- 5-4 J.G. ASKOVITCH et K. SITTE
Phys. Rev. 97, 159, 1955

- 6-1 N.L. GRIGOROV et al
Proceedings of the Moscow Conf. 1959, Vol. I, p. 130
- 6-2 C.C. DILWORTH et al
Nuovo Cimento, 10, 1261, 1953
- 6-3 G. BERTOLINO et D. PESCEITTI
Nuovo Cimento, 12, 630, 1954
- 6-4 C. CASTAGNOLI et al
Nuovo Cimento, 10, 1539, 1953
- 6-5 N.M. DULLER et W.D. WALKER
Phys. Rev. 93, 215, 1954
- 6-6 I.I. GUREVITCH et al
Sov. Phys. 7, 185, 1958
- 6-7 M. SCHEIN
Proceedings of the Moscow Conf. 1959, Vol. I, p. 10
- 6-8 W.L. KRAUSHAAR et L.J. MARKS
Phys. Rev. 93, 326, 1954
- 6-9 G. BERTOLINO
Nuovo Cimento, 3, 141, 1956
- 6-10 A. DEBENEDETTI et al
Nuovo Cimento, 4, 1142, 1956
- 6-11 E. LOHRMANN
Nuovo Cimento, 5, 1074, 1957
- 6-12 M.W. TEUCHER et al
Phys. Rev. 111, 1384, 1958
- 6-13 V.S. BARASHENKOV et al
Nuclear Physics, 9, 74, 1958
- 6-14 E. FENYES et al
Nuovo Cimento, 11, 21, 1959
- 6-15 G. WATAGHIN
Nuovo Cimento, 4, 154, 1956

- 6-16 K. SITTE
Nuovo Cimento, 3, 1467, 1956
- 6-17 G. de MAENCHEN et al
Phys. Rev. 108, 850, 1957
- 6-18 V.S. BARASHENKOV
Nuclear Physics, 15, 486, 1960
- 6-19 N.M. KOCHARIAN et al
Sov. Phys. 8, 933, 1959

- 7-1 E. FERMI
Prog. Theor. Phys. 5, 570, 1950
- 7-2 E. FERMI
Phys. Rev. 81, 683, 1951
- 7-3 S.Z. BELEN'KIJ et L.D. LANDAU
Suppl. Nuovo Cimento, 3, 15, 1956
- 7-4 I. POMERANCHUK
Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R. 78, 889, 1951
- 7-5 W. HEISENBERG
Suppl. Nuovo Cimento, 2, 96, 1955
- 7-6 G.A. MILEKHIN et I.L. ROZENTAL
Sov. Phys. 6, 154, 1958
- 7-7 C. ISO et N. NAMIKI
Nuovo Cimento, 2, 440, 1959
- 7-8 W. HEISENBERG
Zeit. für Phys. 133, 65, 1952
- 7-9 S. TAKAGI
Progress Theor. Phys. 7, 123, 1952
- 7-10 Z. Koba et S. TAKAGI
Nuovo Cimento, 10, 755, 1958
- 7-11 G. BOZOKI et al.
Nuclear Physics, 8, 199, 1958
- 7-12 S. KANEKO et al.
Proceedings of the Moscow Conf. 1959, Vol. I, p. 107
- 7-13 L. MONTANET
CERN, n° 60-36
- 7-14 N.L. GRIGOROV et al.
Proceedings of the Moscow Conf. 1959, Vol. I, p. 143
- 7-15 A. VINITSKY et al.
Proceedings of the Moscow Conf. 1959, Vol. I, p. 67

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	3
CHAPITRE I - APPAREILLAGE	
1 - Description d'ensemble	7
2 - Les chambres de Wilson	7
3 - Le système de déclenchement	9
4 - Le producteur	11
CHAPITRE II - MESURES ET CALCULS	
1 - Introduction	12
2 - Mesures de coordonnées	13
3 - Mesures de rayons de courbure	15
4 - Calcul des directions	18
5 - Détermination de la quantité de mouvement	18
6 - Détermination de l'angle d'émission d'une particule	23
CHAPITRE III - ETUDE DE L'ENSEMBLE DES INTER- ACTIONS	
1 - Sélection des interactions	27
2 - Nature des particules ayant produit les interactions	28
3 - Nature des particules produites	30
4 - Etude des interactions sans particules instables apparentes	36
5 - Etude des interactions dans lesquelles une particule instable neutre a été observée	48
CHAPITRE IV - ETUDE DES PARTICULES INSTABLES	
1 - Particules instables neutres	55
2 - Particules instables chargées	61

CHAPITRE V - DEUX LOTS D'INTERACTIONS : CELLES QUI ONT EU LIEU AVEC UN SEUL NUCLEON, ET CELLES DANS LESQUELLES PLUSIEURS NUCLEONS SONT INTERVENUS	
1 - Dynamique des interactions	63
2 - Classement des interactions dans lesquelles on a observé des particules dont l'ionisation est supérieure au minimum	64
3 - Classement des interactions sans particules d'ionisation supérieure au minimum	67
4 - Classement des interactions dans lesquelles on a observé une particule instable	68
5 - Nombre d'interactions simples et multiples dans tous les évènements observés	68
6 - Comparaison des différents résultats expérimentaux des interactions simples avec ceux des interactions multiples	72
CHAPITRE VI - ETUDE DES INTERACTIONS SIMPLES DANS LE SYSTEME DU CENTRE DE MASSE DES DEUX PARTICULES QUI INTERAGISSENT	
1 - Rappel de quelques généralités sur ce système	79
2 - Différentes méthodes de détermination de γ_c	82
3 - Comparaison des valeurs de γ_c obtenue par quelques méthodes	89
4 - Distribution des quantités de mouvement	93
5 - Distribution angulaire	97
6 - Energie	102
7 - Inélasticité	104
CHAPITRE VII - COMPARAISON DE QUELQUES RESULTATS AVEC LES PREVISIONS THEORIQUES	
1 - Modèle statistique de Fermi	107
2 - Modèle hydrodynamique de Landau	112
3 - Modèle de Heisenberg	114
4 - Modèle de l'émission à deux centres distincts	115
5 - Comparaison des prévisions des modèles théoriques et des résultats de l'expérience présente	115
COMPARAISON AVEC D'AUTRES RESULTATS EXPERIMENTAUX	125
RESUME	126
PHOTOGRAPHIES	129
REMERCIEMENTS	137
REFERENCES	140

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

"Le méson μ : propriétés et expériences récentes".

Vu et approuvé :

Paris, le 7 Avril 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PERES

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH

